



PROJETO DE GRADUAÇÃO

SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA EXAUSTÃO DE FUMAÇA POR MEIO DE CONVECÇÃO NATURAL EM DUTOS DE ESCADAS DE EMERGÊNCIA

Por
Vítor Caixeta Fallieri Nascimento

Brasília, 03 de Julho de 2019

UNIVERSIDADE DE BRASILIA

**FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECANICA**

PROJETO DE GRADUAÇÃO

**SIMULAÇÃO NUMÉRICA DA EXAUSTÃO DE
FUMAÇA POR MEIO DE CONVECÇÃO
NATURAL EM DUTOS DE ESCADAS DE
EMERGÊNCIA**

POR

Vítor Caixeta Fallieri Nascimento

Relatório submetido como requisito parcial para obtenção
do grau de Engenheiro Mecânico.

Banca Examinadora

Prof. Dr. Mário Benjamim Baptista de Siqueira,
UnB/ ENM (Orientador)

Dr. André Telles Campos, Corpo de Bombeiros
Militar do Distrito Federal (Coorientador)

Prof. Dr. Regina Célia Bueno da Fonseca, IFG

MsC. Rafael Castilho Faria Mendes, UnB/ ENM

Brasília, 03 de Julho de 2019

Dedicatória

Dedico esse trabalho ao meu pai Teldo, à minha mãe Dalma e à minha irmã Elisa.

Vítor Caixeta Fallieri Nascimento

Agradecimentos

Em primeiro lugar, agradeço a minha família pelo eterno e incondicional apoio. Meus pais e minha irmã sempre estiveram ao meu lado, fazendo de tudo e mais um pouco para que eu tivesse as melhores condições para construir este trabalho. Essa caminhada definitivamente foi muito menos penosa graças a vocês. O meu colega de graduação e grande amigo Paulo com certeza não poderia deixar de ser citado. Nosso companheirismo, sintonia e senso de equipe nos guiaram a patamares que talvez não alcançássemos sozinhos, não só nesse trabalho, mas ao longo de toda graduação. Ao André, que foi nosso grande guia ao longo de todo o trajeto, se mostrando sempre disponível em todos os momentos que o procurei para esclarecer dúvidas e pedir orientações. Aprendemos muito com você, mestre! Ao professor Mário, por incrementar construtivamente as discussões dos temas abordados e pela boa vontade em discuti-los. Finalmente, à professora Regina, que mesmo à distância, sempre esteve disponível.

Vítor Caixeta Fallieri Nascimento

RESUMO

Um tipo muito comum de escada de emergência em prédios altos no Brasil é a escada do tipo à prova de fumaça com antecâmaras ventiladas naturalmente, descrita pela NBR 9077 da ABNT. Esta pesquisa tem como objetivo avaliar a efetividade do sistema de ventilação natural de escadas de emergência, no que diz respeito à capacidade de exaustão de fumaça. O mecanismo físico que garante a movimentação de fumaça no interior de um prédio através dos dutos de ventilação das escadas é a convecção. Sendo assim, esta pesquisa propõe-se a realizar a análise teórica e numérica do fenômeno de convecção natural em dutos, aplicando métodos de solução integral para regimes de escoamento laminar. Para tanto, utilizando-se o software FDS, desenvolvido pelo NIST, é prevista a simulação de três estudos de caso, impondo-se diferentes cenários de ventilação na antecâmara. Objetiva-se com isso a avaliação da influência da presença de um duto de tomada de ar exterior na antecâmara, assim como as consequências da extrapolação da altura do duto de exaustão de fumaça, para que efeitos de estratificação sejam avaliados. Uma simulação do duto de exaustão de fumaça em escala reduzida é comparada com um estudo experimental feito em um duto de iguais dimensões.

ABSTRACT

A very common type of emergency ladder in high buildings in Brazil is the smoke-proof ladder with naturally ventilated vestibule, described by NBR 9077 of ABNT. This research has as objective to evaluate the effectiveness of the natural ventilation system of emergency stairs with regard to the capacity of smoke exhaustion. The physical mechanism that ensures the movement of smoke inside a building through the ventilation ducts of the stairs is the convection. Therefore, this research proposes to perform the theoretical and numerical analysis of the phenomenon of natural convection in ducts, applying integral solution methods for laminar flow regimes. Therefore, using the software FDS, developed by NIST, it is expected to simulate three case studies with different ventilation scenarios in the vestibule. It is intended to evaluate the influence of the presence of an external air intake duct in this vestibule, as well as the consequences of the extrapolation of the height of the smoke exhaustion duct, so that stratification effects are evaluated. A simulation of the reduced scale of the smoke exhaustion duct and compared with an experimental study done in a duct of equal dimensions.

SUMÁRIO

| | |
|--|-----------|
| 1. INTRODUÇÃO..... | 1 |
| 1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO | 1 |
| 1.2 DETERMINAÇÃO DO PROBLEMA | 2 |
| 1.3 OBJETIVOS | 3 |
| 1.4 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO..... | 3 |
| 2. CONSIDERAÇÕES DO FENÔMENO DA CONVECÇÃO..... | 4 |
| 2.1 PROBLEMA FUNDAMENTAL DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR CONVECÇÃO..... | 4 |
| 2.2 PRINCÍPIOS DE CONSERVAÇÃO..... | 6 |
| 2.2.1 Balanço de massa | 7 |
| 2.2.2 Balanço de forças | 8 |
| 2.2.3 Balanço de energia..... | 10 |
| 2.3 FORMULAÇÃO MATEMÁTICA DA CONVECÇÃO..... | 12 |
| 2.4 CONCEITO DE CAMADA LIMITE TÉRMICA E HIDRODINÂMICA | 14 |
| 3. CONVECÇÃO NATURAL | 16 |
| 3.1 INTRODUÇÃO À CONVECÇÃO NATURAL E SUA MODELAGEM | 16 |
| 3.2 MODELAGEM DA CONVECÇÃO NATURAL EM PAREDE VERTICAL | 17 |
| 3.3 APROXIMAÇÃO DE BOUSSINESQ | 19 |
| 3.4 ANÁLISE DE ESCALA E INTRODUÇÃO AOS GRUPOS ADMENSIONAIS | 20 |
| 3.4.1 Fluidos de alto número de Prandtl | 22 |
| 3.4.2 Fluidos de baixo número de Prandtl | 24 |
| 3.5 SOLUÇÃO INTEGRAL | 25 |
| 3.5.1 Escoamento com fluido mais quente que a parede | 30 |
| 4. CONVECÇÃO NATURAL APLICADA AO ESCOAMENTO DE FUMAÇA EM DUTOS..... | 32 |
| 4.1 CONDIÇÕES DE CONTORNO TÉRMICAS NA PAREDE | 32 |
| 4.1.1 Determinação da temperatura interna da parede do duto | 34 |
| 4.2 CONVECÇÃO NATURAL EM DUTOS VERTICAIS | 34 |
| 4.2.1 Solução alternativa para perfil de velocidade e temperatura em dutos | 38 |
| 4.3 DIMENSIONAMENTO DO DUTO VERTICAL | 38 |
| 5. ENSAIO NÚMÉRICO DA CONVECÇÃO NATURAL EM DUTO VERTICAL | 40 |
| 5.1 SOFTWARES DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA E INTRODUÇÃO A MODELOS DE TURBULÊNCIA .. | 40 |
| 5.1.1 Apresentação do FDS | 41 |
| 5.1.2 Quantificação do refinamento da malha | 42 |
| 5.2 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DO DUTO VERTICAL | 43 |
| 5.2.1 Estudo de caso 1: Antecâmara com duto de exaustão e duto de tomada de ar externo | 44 |
| 5.2.2 Estudo de caso 2: Antecâmara somente com duto de exaustão de fumaça | 49 |
| 5.2.3 Estudo de caso 3: Extrapolação do duto de exaustão | 52 |
| 5.2.4 Análise comparativa entre os estudos de caso da simulação do duto real..... | 57 |
| 5.3 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DO DUTO VERTICAL EM ESCALA REDUZIDA..... | 66 |
| 5.3.1 Resultados da simulação no duto de escala reduzida..... | 68 |
| 5.3.2 Análise da simulação do duto em escala reduzida e comparação com a bancada experimental .. | 70 |
| 6. CONSIDERAÇÕES FINAIS..... | 75 |
| 6.1 CONCLUSÕES | 75 |
| 6.2 ESTUDOS FUTUROS..... | 76 |
| 7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS..... | 77 |

LISTA DE FIGURAS

| | |
|--|----|
| Figura 2.1: Esboço do problema da placa plana..... | 4 |
| Figura 2.2: Camadas limite térmicas em duas condições diferentes: $\delta < \delta T$ e $\delta > \delta T$ | 15 |
| Figura 3.1: Representação do mecanismo da convecção natural | 17 |
| Figura 3.2: Comparação das camadas limites com fluidos de alto Pr | 23 |
| Figura 3.3: Comparação das camadas limites com fluidos de baixo Pr | 25 |
| Figura 3.4: Esboço de parede e direção do escoamento no caso da convecção natural | 26 |
| Figura 4.1: Parede isotérmica (a) e com fluxo de calor constante (b)..... | 33 |
| Figura 4.2: Desenvolvimento de camadas limites quando $D \gg \delta$ (a) e quando $D \sim \delta$ (b) | 35 |
| Figura 5.1: Grau de modelagem comparado ao custo computacional de modelos turbulência..... | 41 |
| Figura 5.2: Cenário construído pelo estudo do BRE..... | 43 |
| Figura 5.3: Representação do cenário dos estudos de caso 1 e 3 | 45 |
| Figura 5.4: Geometria do duto de exaustão dos estudos de caso 1 e 2 | 45 |
| Figura 5.5: Malha do duto de exaustão dos estudos de caso 1,2 e 3 | 46 |
| Figura 5.6: Comportamento da temperatura em todas as alturas de medição do estudo de caso 1 | 48 |
| Figura 5.7: Representação do cenário do estudo de caso 2 | 49 |
| Figura 5.8: Comportamento da temperatura em todas as alturas de medição do estudo de caso 2 | 51 |
| Figura 5.9: Geometria do duto de exaustão do estudo de caso 3 | 53 |
| Figura 5.10: Comportamento da temperatura em todas as alturas de medição do estudo de caso 3 | 55 |
| Figura 5.11: Comparação dos perfis de temperatura do estudo de caso 1 | 59 |
| Figura 5.12: Comparação dos perfis de temperatura do estudo de caso 2 | 60 |
| Figura 5.13: Comparação dos perfis de temperatura do estudo de caso 3 | 61 |
| Figura 5.14: Geometria do duto em escala reduzida | 67 |
| Figura 5.15: Malhas da simulação em escala reduzida | 67 |
| Figura 5.16: Comportamento da temperatura no duto em escala reduzida | 69 |
| Figura 5.17: Comparação entre os perfis de temperatura em cada altura | 72 |

LISTA DE TABELAS

| | |
|---|----|
| Tabela 4.1: Escalas de coeficientes do escoamento e de transferência de calor [5] | 37 |
| Tabela 4.2: Dimensões reais do duto | 39 |
| Tabela 5.1: Valores médios das variáveis medidas para cada altura no estudo de caso 1 | 48 |
| Tabela 5.2: Propriedade do fluido no estudo de caso 1 | 48 |
| Tabela 5.3: Números adimensionais do estudo de caso 1 | 49 |
| Tabela 5.4: Valores médios das variáveis medidas para cada altura no estudo de caso 2 | 51 |
| Tabela 5.5: Propriedade do fluido no estudo de caso 2 | 51 |
| Tabela 5.6: Números adimensionais do estudo de caso 2 | 52 |
| Tabela 5.7: Valores médios das variáveis medidas para cada altura no estudo de caso 3 | 56 |
| Tabela 5.8: Propriedade do fluido no estudo de caso 3 | 56 |
| Tabela 5.9: Números adimensionais do estudo de caso 3 | 56 |
| Tabela 5.10: Comparação entre camadas limites dos estudos de caso | 57 |
| Tabela 5.11: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido | 58 |
| Tabela 5.12: Resultados de estratificação | 63 |
| Tabela 5.13: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento | 63 |
| Tabela 5.14: Coeficiente de transferência por convecção para todos os estudos de caso | 64 |
| Tabela 5.15: Número de Biot de cada estudo de caso | 64 |
| Tabela 5.16: Valores de resolução de turbulência | 65 |
| Tabela 5.17: Parâmetros adimensionais obtidos em bancada experimental | 66 |
| Tabela 5.18: Valores médios das variáveis simuladas no duto em escala reduzida | 70 |
| Tabela 5.19: Propriedade do fluido para duto de escala reduzida | 70 |
| Tabela 5.20: Números adimensionais da simulação do duto em escala reduzida | 70 |
| Tabela 5.21: Comparação entre camadas limites do duto de escala reduzida | 71 |
| Tabela 5.22: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido de duto reduzido | 71 |
| Tabela 5.23: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido de bancada | 71 |
| Tabela 5.24: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento do modelo reduzido | 73 |
| Tabela 5.25: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento da bancada experimental | 73 |
| Tabela 5.26: Coeficientes de convecção para duto em escala reduzida | 74 |

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Latinos

| | | |
|-----------|---|-------------------|
| A | Área | $[m^2]$ |
| B | Propriedade extensiva qualquer | |
| b | Propriedade intensiva relacionada a propriedade extensiva B | |
| c_p | Calor específico à pressão constante | $[kJ/kg \cdot K]$ |
| c_v | Calor específico à volume constante | $[kJ/kg \cdot K]$ |
| D | Distância entre as paredes do duto | $[m]$ |
| e | Energia específica | $[J/kg]$ |
| F | Força | $[N]$ |
| g | Aceleração da gravidade | $[m/s^2]$ |
| H | Altura do duto | $[m]$ |
| h | Coefficiente de transferência de calor por convecção | $[W/m^2 \cdot K]$ |
| I | Tensor identidade | |
| k | Condutividade térmica | $[W/m \cdot K]$ |
| L | Comprimento da placa plana | $[m]$ |
| m | Massa | $[kg]$ |
| n | Número de antecâmaras ventiladas | |
| \hat{n} | Versor normal | |
| p | Pressão | $[Pa]$ |
| Q | Calor | $[J]$ |
| q | Fluxo de calor | $[W]$ |
| q'' | Fluxo de calor por unidade de área | $[W/m^2]$ |
| q''' | Geração interna de calor | $[W/m^3]$ |
| R | Constante específica dos gases | $[J/kg \cdot K]$ |
| T | Temperatura | $[^\circ C]$ |
| t | Tempo | $[s]$ |
| U | Velocidade constante | $[m/s]$ |
| \vec{u} | Vetor velocidade | $[m/s]$ |
| u | Componente da velocidade na direção x | $[m/s]$ |
| V | Volume | $[m^3]$ |
| v | Componente da velocidade na direção y | $[m/s]$ |
| W | Trabalho | $[J]$ |
| W | Largura da placa plana/Direção da parede perpendicular ao plano $x - y$ | $[m]$ |
| w | Componente da velocidade na direção z | $[m/s]$ |
| Y_T | Comprimento de desenvolvimento da camada limite | $[m]$ |

Símbolos Gregos

| | | |
|----------|---|----------------|
| α | Difusividade térmica | $[m^2/s]$ |
| β | Coefficiente de expansão térmica | $[1/K]$ |
| Δ | Variação entre duas grandezas similares | |
| δ | Espessura de camada limite | $[m]$ |
| μ | Viscosidade dinâmica | $[Pa \cdot s]$ |
| ν | Viscosidade cinemática | $[m^2/s]$ |
| ρ | Massa específica | $[m^3/kg]$ |
| σ | Tensor de tensões | $[Pa]$ |
| τ | Tensão cisalhante | $[Pa]$ |

Subscritos

| | |
|--------------|---|
| <i>amb</i> | ambiente |
| <i>ext</i> | externo |
| <i>in</i> | entrada |
| <i>ex</i> | saída |
| <i>sist</i> | sistema |
| <i>max</i> | máxima |
| 0 | parede |
| ∞ | escoamento não perturbado |
| <i>D</i> | baseado no comprimento característico da distância entre as paredes do duto |
| <i>H</i> | baseado na altura característica da parede |
| <i>H/2</i> | metade da altura da placa |
| <i>i</i> | interna |
| <i>Total</i> | total |
| <i>T</i> | térmica |
| <i>v</i> | relacionado à velocidade |
| <i>X</i> | local significativamente longe da parede |
| <i>y</i> | baseado em um comprimento característico ao longo da direção <i>y</i> |

Sobrescritos

| | |
|---|-------------------------|
| • | Variação temporal |
| → | Vetor |
| ⇒ | Tensor de segunda ordem |
| — | Média |
| T | Matriz transposta |
| ' | Derivada primeira |

Grupos Adimensionais

| | |
|-----------|----------------------|
| <i>Bi</i> | Número de Biot |
| <i>Bo</i> | Número de Boussinesq |
| <i>Gr</i> | Número de Grashof |
| <i>Nu</i> | Número de Nusselt |
| <i>Pr</i> | Número de Prandtl |
| <i>Ra</i> | Número de Rayleigh |
| <i>Re</i> | Número de Reynolds |

Siglas

| | |
|------|--|
| ABNT | Associação Brasileira de Normas Técnicas |
| SC | Superfície de controle |
| TTR | Teorema de Transporte de Reynolds |
| VC | Volume de controle |
| CFD | Computational Fluid Dynamics |
| RANS | Reynolds Averaged Navier-Stokes |
| LES | Large Eddy Simulation |
| DNS | Direct Numerical Simulation |
| NIST | National Institute of Standards and Technology |
| BRE | Building Research Establishment |

1. INTRODUÇÃO

Este capítulo apresenta o problema a ser resolvido neste trabalho e o contexto que o envolve. Os objetivos são detalhados.

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

O Brasil deixou de ser um país rural para ser uma sociedade urbana e industrial em um curto período de tempo. Essa brusca mudança ocasionou o surgimento de uma série de problemas, dentre os quais se encontra o aumento dos riscos de incêndio. As incidências mais frequentes de incêndios, tanto de pequeno como de grande porte, são nas edificações. Nesses casos, de forma geral, tais incêndios se iniciam por vazamento de gás de bujões, curtos-circuitos em instalações elétricas devido ao excesso de carga, manuseio de explosivos e outros produtos perigosos em locais não adequados, esquecimento de ferro de passar roupa, fogões e eletrodomésticos ligados, dentre outros.

Incêndio é a combustão rápida disseminando-se de forma descontrolada no tempo e espaço. O produto desse processo é o calor, a fumaça e a chama. A fumaça é uma mistura de gases, vapores e partículas sólidas finamente divididas. Este é o produto da combustão que mais afeta as pessoas em um incêndio. Sua presença pode ser percebida visualmente ou pelo odor. A fumaça desenvolvida no incêndio afeta a segurança das pessoas de várias formas. Dentre elas, perde-se a visibilidade das rotas de fuga, aumenta-se a palpitação devido à presença de gás carbônico, provoca pânico por ocupar grande volume do ambiente, entre outras coisas [1].

Ao contrário do que se pensa, a maior parte dos óbitos em um incêndio não é causado por queimadura, e sim pela inalação de fumaça. Observa-se que a sua propagação se dá a uma velocidade muito maior que a capacidade de fuga de um indivíduo. Portanto, a fumaça é uma das questões mais relevantes quando se trata de incêndios em locais fechados, sendo a sua dissipação um dos grandes desafios a ser equacionado.

Assim, fica clara a necessidade de se implementar sistemas de controle que permitam que as pessoas saiam para o ambiente externo de forma segura e que otimizem a dispersão da fumaça das instalações que estão pegando fogo. Para tanto, escadas a prova de fumaça e dutos, como elementos condutores da fumaça até o ambiente externo, são mecanismos significativos de segurança contra incêndio.

Conforme apresentado acima, as escadas de emergência são um dos elementos mais importantes em uma situação de fuga de um incêndio. Classificam-se estas escadas de quatro maneiras distintas. A primeira delas é a escada à prova de fumaça pressurizada (PFP) cuja condição de estanqueidade à fumaça é obtida por meio de pressurização. A escada enclausura à prova de fumaça (PF) possui uma caixa que é envolvida por paredes corta fogo, cujo acesso é por antecâmara igualmente enclausurada ou local aberto, de modo que o fogo e a fumaça sejam evitados. A escada enclausurada protegida (EP) é uma

escada devidamente ventilada situada em ambientes envolvidos por paredes corta-fogo e dotada de portas resistentes ao fogo. Por último, a escada não enclausurada ou escada comum (NE) que se comunica diretamente com os demais ambientes e não possui portas corta-fogo mesmo fazendo parte de uma rota de fuga [2].

A depender de sua destinação e altura, certos prédios passam a exigir escadas à prova de fumaça. De uma maneira geral, opta-se por escadas pressurizadas ao invés de escadas com ventilação natural. Em grande parte, isso é justificado pela confiança atribuída aos sistemas pressurizados, ou à falta de confiança nos sistemas de ventilação natural. Porém, de acordo com Faillace (1991), existem desvantagens nos sistemas pressurizados que devem ser ponderadas antes de se tomar uma decisão de projeto, tais como o fato de que a pressurização não se mantém constante, além de se ter um gasto com energia e com manutenção.

As escadas pressurizadas podem funcionar de forma conveniente e com baixo risco de falha em casos especiais, como, por exemplo, hotéis de luxo e centros comerciais, locais onde há permanente controle e manutenção neste tipo de equipamento. Nesses casos, esse tipo de escada pode ser utilizado em substituição às escadas com ventilação natural [3]. Entretanto, muitos dos prédios não possuem estrutura e rotinas de manutenção exigidos nas escadas pressurizadas. Nessas situações, escadas com ventilação natural devem ser utilizadas.

1.2 DETERMINAÇÃO DO PROBLEMA

As escadas com ventilação natural possuem uma antecâmara que dá acesso à caixa da escada. Esta antecâmara possui dois dutos: um na parte inferior, responsável por alimentar este espaço com ar fresco, e outro na parte superior, responsável por captar a fumaça provinda do incêndio e descarrega-la na parte superior do prédio. A ideia é que a fumaça saia por este duto, mantendo a escada em condições normais de uso para que as pessoas possam sair do prédio.

O mecanismo que possibilita a movimentação da fumaça através do duto é a convecção natural. A fumaça, muito mais quente que o ar atmosférico, sobe o duto. Isso ocorre devido a gradientes de massa específica proporcionados pela variação da temperatura do ar. Desse modo, é necessário avaliar como ocorre esse fenômeno dentro de um duto de dimensões especificadas em uma situação de incêndio. A pergunta a ser respondida que motiva o desenvolvimento deste trabalho é: o escoamento da fumaça por convecção natural em dutos verticais de escadas de emergência é eficiente?

1.3 OBJETIVOS

O objetivo geral da pesquisa é avaliar quão efetivo é o sistema de exaustão de fumaça por convecção natural através de dutos de escadas de emergência. Para atingir o objetivo principal, estabelecem-se os seguintes objetivos parciais:

- Modelar o problema da convecção natural em dutos verticais;
- Aplicar modelo a um duto de condução de fumaça de incêndio, dimensionado a partir da NBR 9077 [2] ;
- Simular numericamente o escoamento vertical da fumaça no duto dimensionado em um cenário real de incêndio, avaliando a seu comportamento quando submetido à diferentes condições geométricas de ventilação no cenário;
- Comparar resultados das simulações com o modelo;
- Validar o software FDS a partir da comparação de uma simulação da escala reduzida do duto dimensionado com os resultados de um experimento feito em um duto de iguais dimensões.

1.4 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO

Mirando atingir os objetivos propostos de maneira mais clara, dividiu-se este trabalho da seguinte maneira: O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica de como é modelado o problema da convecção, de uma forma geral. O capítulo 3 apresenta um enfoque na formulação da convecção natural propriamente dita, apresentando a aproximação de Boussineq e sua importância para as análises de escala e integral feitas em seguida. Já o capítulo 4 modela o problema da convecção natural aplicada em dutos de fumaça verticais, considerando para isso as possíveis condições de contorno que ocorrem na parede do duto. É neste momento que o duto apresentado no problema é dimensionado. O capítulo 5 apresenta a visão computacional para solucionar o problema, apresentando uma situação real de incêndio e introduzindo três diferentes estudos de caso para quantificar a eficiência da vazão de ar pelo duto de exaustão. Uma simulação do duto em escala reduzida também é feita, comparando os resultados obtidos com um experimento análogo. O capítulo 6 apresenta as conclusões obtidas, assim como propõe estudos futuros a partir destas.

2. CONSIDERAÇÕES DO FENÔMENO DA CONVECÇÃO

Neste capítulo, é abordado o fenômeno da convecção na transferência de calor, assim como a modelagem matemática necessária para a sua descrição. Além disso, são introduzidos os conceitos de camada limite térmica e hidrodinâmica.

2.1 PROBLEMA FUNDAMENTAL DA TRANSFERÊNCIA DE CALOR POR CONVECÇÃO

Existem três mecanismos básicos de transferência de calor: condução, convecção e radiação. Em um sólido, a transferência de calor ocorre por condução, pelo fato de que as moléculas permanecem relativamente estáticas. Já em um fluido, a transferência de calor pode se dar por condução ou convecção, a depender do movimento da massa de fluido. A transferência de calor no fluido ocorre por convecção na presença de movimento. A ausência de movimento delimita a condição em que se tem condução de calor no fluido [4].

A convecção se diferencia dos outros mecanismos por requerer um meio material que tenha a presença de movimento de fluido. Como dito, a convecção é um mecanismo que envolve, simultaneamente, movimento do fluido e transferência de calor. O movimento aumenta a transferência de calor ao colocar mais partes quentes e frias do fluido em contato [4].

Existem duas questões fundamentais que devem ser respondidas de modo a entender melhor como se dá a interação de um objeto sólido, como uma placa plana, e uma corrente de fluido em um escoamento: Qual é a força exercida pela corrente de fluido na superfície do sólido? Qual a resistência de transferência de calor do sólido para a corrente? A primeira questão apresentada deve ser respondida de modo a se obter a força de arrasto exercida pela corrente. A segunda questão deve ser respondida para que se possa prever a taxa de transferência de calor entre a placa e o fluido, sendo fundamental no campo da transferência de calor [5]. Um esboço desse problema é apresentado na Figura 2.1.

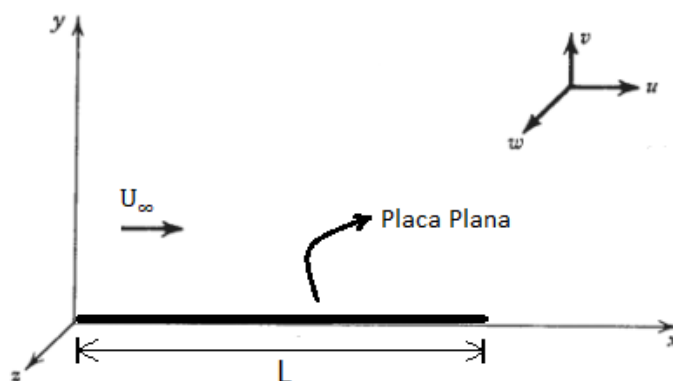


Figura 2.1: Esboço do problema da placa plana

Desse modo, é possível calcular a força F exercida na placa por meio da seguinte equação:

$$F = \int_0^L \tau W dx , \quad (2.1)$$

em que L é o comprimento da placa plana e W é sua largura. O termo τ se refere à tensão cisalhante e é definido em uma placa orientada na direção horizontal de acordo com a Eq. (2.2).

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} , \quad (2.2)$$

em que μ é a viscosidade dinâmica do fluido e u é a componente da velocidade na direção x .

O calor transferido, q , é calculada conforme a Eq. (2.3).

$$q = \int_0^L q'' W dx , \quad (2.3)$$

em que q'' é o fluxo de calor na parede definido na Eq. (2.4) e W é a largura da placa.

$$q'' = h(T_0 - T_\infty) , \quad (2.4)$$

em que h é o coeficiente de transferência de calor por convecção dado pela Eq. (2.6), T_0 é a temperatura inicial da placa e T_∞ é a temperatura do fluido em corrente livre.

É importante observar que a camada de fluido em contato com a parede está presa a ela, constatação observada empiricamente. Essa hipótese é chamada de condição de não deslizamento, de forma que a camada imediatamente adjacente à parede se encontra parada. Essa condição permite considerar que a transferência de calor da parede para a primeira camada de fluido é puramente realizada por condução. Sendo assim, é possível escrever o fluxo de calor em uma placa horizontal de outra forma, como visto na Eq. (2.5) [5].

$$q'' = -k \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} \quad (2.5)$$

em que T é a temperatura na camada limite e k é o coeficiente de condutividade térmica do fluido. Na Eq. (2.5), o sinal negativo indica que o fluxo de calor será positivo se a parede liberar calor para a corrente. A combinação das Eqs. (2.4) e (2.5) resulta na definição do coeficiente de transferência de calor h :

$$h = \frac{-k \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{T_0 - T_\infty} \quad (2.6)$$

2.2 PRINCÍPIOS DE CONSERVAÇÃO

Para analisar o fenômeno da convecção, é necessário fazer um balanço de massa, força e energia em um elemento infinitesimal de fluido. De forma geral, a análise termodinâmica é feita utilizando-se a ideia de sistema fechado, em que se define uma quantidade de matéria de identidade fixa. Já a análise da dinâmica dos fluidos faz uso do conceito de volume de controle, que é uma região no espaço selecionada para ser estudada. A abordagem de sistema fechado estipula que seu tamanho e forma podem mudar durante um processo, mas sua massa não extrapola as fronteiras. Em contrapartida, a abordagem de volume de controle permite que a massa escoe, através de suas superfícies de controle, para dentro e fora de suas fronteiras. Destaca-se que o volume de controle também pode se movimentar e deformar durante um processo [6]. Atrelado a isso, é importante definir os conceitos de propriedades intensivas e extensivas. Propriedade extensiva é uma grandeza que depende diretamente da massa do sistema. Já a propriedade intensiva depende apenas do estado do sistema, não da massa.

Dessa forma, é necessário relacionar as variações em um volume de controle com as variações em um sistema fechado. O teorema de transporte de Reynolds (TTR) relaciona as taxas de variação no tempo de uma propriedade extensiva B em um sistema e em um volume de controle, sendo a ferramenta de ligação das duas abordagens. Seu equacionamento é feito de acordo com a Eq. (2.7) [6].

$$\frac{DB_{sist}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho b dV + \int_{SC} \rho b \vec{u} \cdot \hat{n} dA \quad (2.7)$$

em que $b \equiv \frac{B}{m}$ é a propriedade intensiva correspondente à propriedade extensiva B , ρ é a massa específica, t é o tempo, V é o volume, e $\vec{u} = u\hat{i} + v\hat{j} + w\hat{k}$ é o vetor velocidade do escoamento, \hat{n} é o vetor normal ao elemento de área e VC é o volume de controle.

O entendimento físico da Eq. (2.7) é feito da seguinte maneira: O lado esquerdo apresenta a variação no tempo da propriedade extensiva B ; O primeiro termo do lado direito apresenta a taxa de variação temporal de B dentro do volume de controle (VC); Já o segundo termo do lado direito representa o fluxo de B através da superfície de controle (SC).

Desse modo, o TTR é o teorema fundamental na formulação das leis básicas da dinâmica dos fluidos dadas pelas equações da continuidade, de conservação de quantidade de movimento e energia, ou seja, pelas leis de conservação e massa, pela segunda lei de Newton e pela primeira lei da termodinâmica, respectivamente. É possível utilizar uma abordagem Euleriana do TTR, adotando-se a ideia de volume de controle, ou utilizar uma abordagem Lagrangeana, mapeando o deslocamento em todos os instantes de uma partícula de fluido. A última abordagem será utilizada no desenvolvimento deste trabalho.

2.2.1 Balanço de massa

A partir do TTR, é possível fazer um balanço de massa em um elemento de fluido supondo que a propriedade extensiva B é a própria massa (m). A propriedade intensiva b associada à massa é calculada de acordo com a Eq. (2.8):

$$b = \frac{B}{m} = \frac{m}{m} = 1 \quad (2.8)$$

Toma-se como hipótese inicial a suposição de que a massa não varia com o tempo, evidenciando a conservação da massa. Desse modo, o lado esquerdo da Eq. (2.7) toma a forma dada na Eq. (2.9).

$$\frac{DB_{sist}}{Dt} = \frac{Dm_{sist}}{Dt} = 0, \quad (2.9)$$

pois a massa do sistema (m_{sist}) pode ser representada por $m_{sist} = \int_{sist} \rho dV$ considerando $b = 1$.

É possível então substituir a Eq. (2.9) na Eq. (2.7), escrevendo a formulação integral da equação da continuidade [6]:

$$\frac{dm_{sist}}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho dV + \int_{SC} \rho \vec{u} \cdot \hat{n} dA = 0 \quad (2.10)$$

A Equação (2.10) pode ser manipulada, resultando a Eq. (2.11)

$$\int_{VC} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) \right) dV = 0 \quad (2.11)$$

A manipulação feita envolve a utilização do teorema da divergência, observado na Eq. (2.12).

$$\int_{SC} (\rho \vec{u}) \cdot \hat{n} dA = \int_{VC} \nabla \cdot (\rho \vec{u}) dV \quad (2.12)$$

A partir do teorema da localização, obtém-se a formulação diferencial da massa:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.13)$$

Deve-se destacar a utilização do operador matemático derivada material aplicado à massa específica, apresentado na Eq.(2.14).

$$\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho \quad (2.14)$$

É possível fazer a consideração na Eq. (2.14) de que a massa específica é constante ($\rho = cte$), e, portanto, não varia com o tempo e com o espaço. Desse modo, a Eq.(2.13) assume a seguinte forma:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.15)$$

Considerando que o escoamento seja bidimensional ($\vec{u} = u\hat{i} + v\hat{j}$), reescreve-se a Eq.(2.15) da seguinte forma [4]:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.16)$$

Dessa maneira, o balanço de massa em um volume de controle define que a transferência total de massa para dentro ou para fora do mesmo, ao longo de um intervalo de tempo, é igual à variação da massa total dentro do volume de controle no mesmo intervalo de tempo [6].

2.2.2 Balanço de forças

Um balanço de forças é feito em um elemento infinitesimal de fluido definindo a propriedade extensiva B introduzida no TTR como sendo a quantidade de momento linear ($B = m\vec{u}$). Desse modo, a propriedade intensiva associada à B é definida da seguinte maneira:

$$b = \frac{B}{m} = \frac{m\vec{u}}{m} = \vec{u} \quad (2.17)$$

Em seguida, deve-se avaliar o lado esquerdo da Eq.(2.7), que pode ser manipulado conforme a Eq.(2.18) [6]:

$$\frac{DB_{sist}}{Dt} = \frac{D(m\vec{u})_{sist}}{Dt} = (m\vec{a})_{sist} = \sum (\vec{F}_{ext})_{sist} = \sum \vec{F}_{campo} + \sum \vec{F}_{superficie} \quad (2.18)$$

Sendo assim, equaciona-se as forças externas de acordo com a Eq. (2.19).

$$\sum (\vec{F}_{ext})_{sist} = \int_{VC} \rho \vec{g} dV + \int_{SC} \vec{\sigma} \cdot \hat{n} dA \quad (2.19)$$

Observa-se na Eq.(2.19) que o termo da integral de volume se associa à força de campo, ao passo que o termo da integral na área se vincula à força de superfície.

Sabe-se que o teorema da divergência para um campo tensorial é descrito a partir da Eq. (2.20).

$$\int_{SC} \vec{T} \cdot \hat{n} dA = \int_{VC} \nabla \cdot \vec{T} dV, \quad (2.20)$$

em que \vec{T} é um tensor de segunda ordem qualquer.

Utilizando o teorema da divergência para um campo tensorial (Eq.(2.20)) no termo de forças de superfície da Eq.(2.19), obtém-se a Eq.(2.21).

$$\sum (\vec{F}_{ext})_{sist} = \int_{VC} (\rho \vec{g} + \nabla \cdot \vec{\sigma}) dV \quad (2.21)$$

Só serão consideradas forças de campo de origem gravitacional para o desenvolvimento do problema em questão. As forças de superfície consideradas são forças advindas de campos de pressão e de esforços cisalhantes. Define-se então o tensor de tensões aplicados na superfície da seguinte forma [5]:

$$\vec{\sigma} = -p\vec{I} + \vec{\tau} = -p\vec{I} + 2\mu \left[\frac{1}{2}(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) - \frac{1}{3}\nabla \cdot \vec{u} \vec{I} \right], \quad (2.22)$$

em que o primeiro termo do lado direito da Eq.(2.22) se refere ao campo de pressão e o segundo termo às tensões cisalhantes. Pode-se então tirar o gradiente de cada termo, separadamente. O divergente do termo associado à pressão é formulado conforme se segue:

$$\nabla \cdot (-p\vec{I}) = -\nabla p \quad (2.23)$$

Já a formulação do divergente do termo associado às tensões viscosas é feito de acordo com a Eq. (2.24), lembrando que o escoamento é incompressível.

$$\nabla \cdot \vec{\tau} = \mu \nabla \cdot (\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T) = \mu (\nabla^2 \vec{u} + 0) = \mu \nabla^2 \vec{u} \quad (2.24)$$

Esses resultados são facilmente obtidos a partir de uma análise em notação indicial. Substituindo a Eq.(2.23) e Eq.(2.24) na Eq.(2.21), obtém-se o somatório de forças externas a partir de uma integração no volume de controle, visualizado na Eq. (2.25).

$$\sum (\vec{F}_{ext})_{sist} = \int_{VC} (\rho \vec{g} + \mu \nabla^2 \vec{u} - \nabla p) dV \quad (2.25)$$

Dando continuidade, avalia-se o lado direito da Eq. (2.7).

$$\frac{D(mb)_{sist}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{VC} \rho b dV + \int_{SC} \rho \vec{u} b \cdot \hat{n} dA \quad (2.26)$$

Utilizando o teorema da divergência no segundo termo do lado direito da Eq.(2.26), é possível reescrevê-la conforme a Eq.(2.27).

$$\frac{D(mb)_{sist}}{Dt} = \int_{VC} \left(\frac{\partial(\rho b)}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u} b) \right) dV \quad (2.27)$$

Lembrando a seguinte identidade:

$$\nabla(\rho \vec{u} b) = \rho \vec{u} \cdot \nabla b + b \nabla \cdot (\rho \vec{u}) \quad (2.28)$$

A substituição da igualdade da Eq.(2.28) na Eq. (2.27) resulta na Eq. (2.29).

$$\frac{D(mb)_{sist}}{Dt} = \int_{VC} \left[b \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) \right) + \rho \left(\frac{\partial b}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla b \right) \right] dV \quad (2.29)$$

Observa-se que o termo dentro do primeiro parêntese na integral da Eq.(2.29) representa a equação da continuidade. Lembrando a consideração que o balanço de massa neste problema é nulo e observando que o termo dentro do segundo parêntese na integral é uma derivada material da propriedade intensiva b , obtém-se a Eq.(2.30).

$$\frac{D(mb)_{sist}}{Dt} = \int_{VC} \rho \frac{Db}{Dt} dV \quad (2.30)$$

Considerando que a propriedade intensiva neste caso é o vetor velocidade, conforme visto na Eq. (2.17), evidencia-se a seguinte relação:

$$\frac{D(m\vec{u})_{sist}}{Dt} = \int_{VC} \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} dV \quad (2.31)$$

Sabendo que o lado esquerdo da Eq.(2.31) é igual ao somatório das forças externas, conforme foi demonstrado na Eq.(2.18), é possível substituir a relação obtida na Eq.(2.25), resultando em:

$$\int_{VC} (\rho \vec{g} + \mu \nabla^2 \vec{u} - \nabla p) dV = \int_{VC} \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} dV \quad (2.32)$$

Aplica-se o teorema da localização na Eq.(2.32). O resultado leva finalmente a uma formulação diferencial para um balanço de forças (conhecida também como equação de momento) atuantes sobre um sistema contido no volume de controle. Este equacionamento é visto na Eq.(2.33) [5]:

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g} \quad (2.33)$$

É importante ressaltar novamente que essa equação é obtida a partir das considerações de massa específica constante e de um balanço de massa nulo.

2.2.3 Balanço de energia

Da mesma maneira como foi feito nos subtópicos acima, consegue-se fazer um balanço de energia em um elemento de fluido a partir da utilização do TTR. No caso em questão, avalia-se a propriedade intensiva b da seguinte maneira [4]:

$$b = \frac{u^2}{2} + e_i = e_{Total} , \quad (2.34)$$

em que e_i e e_{Total} são a energia interna e total do sistema, ambas por unidade de massa e $\frac{u^2}{2}$ é a energia cinética, também por unidade de massa. É interessante observar que neste caso $B = me_{Total}$. O lado esquerdo da Eq.(2.7) pode ser escrito como a soma da taxa de calor transferido ao sistema com a taxa de trabalho realizado sobre o sistema.

$$\frac{D(me_{Total})_{sist}}{Dt} = \dot{Q} + \dot{W} \quad (2.35)$$

Desse modo, é possível reescrever a Eq.(2.35) da seguinte forma:

$$\frac{D(me_{Total})_{sist}}{Dt} = - \int_{SC} \vec{q} \cdot \hat{n} dA + \int_{VC} \rho \vec{g} \cdot \vec{u} dV + \int_{SC} (\vec{\sigma} \cdot \vec{u}) \cdot \hat{n} dA + \int_{VC} q''' dV , \quad (2.36)$$

em que q''' é a geração interna de energia e \vec{q} é o vetor fluxo de calor por unidade de área. Usando o teorema da divergência, reformula-se a Eq.(2.36), como visto na Eq.(2.37).

$$\frac{D(me_{Total})_{sist}}{Dt} = - \int_{VC} \nabla \cdot \vec{q} dV + \int_{VC} \rho \vec{g} \cdot \vec{u} dV + \int_{VC} \nabla \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{u}) dV + \int_{VC} q''' dV \quad (2.37)$$

Observando o lado direito da Eq.(2.7) e lembrando a Eq.(2.30), chega-se à Eq. (2.38).

$$\frac{D(me_{Total})_{sist}}{Dt} = \int_{VC} \rho \frac{De_{Total}}{Dt} dV \quad (2.38)$$

Igualando as Eq.(2.37) e Eq.(2.38) e usando o teorema da localização, tem-se [5]:

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{u^2}{2} + e_i \right) = -\nabla \cdot \vec{q} + \rho \vec{g} \cdot \vec{u} + \nabla \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{u}) + q''' \quad (2.39)$$

Sabendo que a equação da energia mecânica pode ser escrita da seguinte forma:

$$\rho \frac{D}{Dt} \left(\frac{u^2}{2} \right) = \rho \vec{g} \cdot \vec{u} + \vec{u} \cdot (\nabla \cdot \vec{\sigma}) , \quad (2.40)$$

e lembrando a seguinte igualdade:

$$\nabla \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{u}) = \vec{\sigma} : \nabla \vec{u} + \vec{u} \cdot (\nabla \cdot \vec{\sigma}) , \quad (2.41)$$

em que na operação $\vec{\sigma} : \nabla \vec{u}$, os primeiros vetores direcionais de cada uma das matrizes são multiplicados entre si escalarmente. O mesmo é feito para os segundos vetores direcionais, resultando em um escalar.

Substituindo a Eq. (2.40) e a Eq.(2.41) em Eq.(2.39), obtém-se:

$$\rho \frac{De_i}{Dt} = -\nabla \cdot \vec{q} + \vec{\sigma} : \nabla \vec{u} + q''' \quad (2.42)$$

Considerando a hipótese de que não há perdas de superfície ($\vec{\sigma} : \nabla \vec{u} = 0$) nem geração interna ($q''' = 0$), é possível reduzir a Eq.(2.42).

$$\rho \frac{De_i}{Dt} = -\nabla \cdot \vec{q} \quad (2.43)$$

Considerando ainda um fluido caloricamente perfeito ($e_i = c_v T$) com condutividade térmica (k) constante, introduz-se a lei de Fourier:

$$\vec{q} = -k \nabla T \quad (2.44)$$

Desse modo, reescreve-se a Eq.(2.43):

$$\rho \frac{D(c_v T)}{Dt} = -\nabla \cdot (-k \nabla T) \quad (2.45)$$

$$\rho c_v \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla T \right) = k \nabla \cdot (\nabla T) \quad (2.46)$$

Observando que o divergente do gradiente de uma função escalar é o laplaciano desta função e que, para um escoamento incompressível, $c_v \approx c_p$ (calor específico à volume e pressão constante), obtém-se a Eq. (2.47), que é a forma definitiva da equação da energia que será utilizada neste trabalho [7].

$$\frac{DT}{Dt} = \alpha \nabla^2 T, \quad (2.47)$$

em que $\alpha = \frac{k}{\rho c_p}$ é a difusividade térmica.

2.3 FORMULAÇÃO MATEMÁTICA DA CONVECÇÃO

As duas questões fundamentais da transferência de calor por convecção, que dizem respeito à definição da resistência térmica e de fricção, se resumem na determinação dos campos de temperatura e velocidade nas vizinhanças da parede sólida [5], como se pode ver nas Eqs. (2.2) e (2.6). A determinação destes campos pode ser feita a partir de um balanço de massa, força e energia nas proximidades da parede. Assim sendo, as equações que governam o problema em questão são apresentadas a seguir [5]:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0$$

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho \vec{g}$$

$$\rho \frac{DT}{Dt} = \alpha \nabla^2 T$$

Conforme apresentados na seção anterior, essas são as equações definitivas de balanço de massa (Eq.(2.15)), força (Eq.(2.33)) e energia (Eq.(2.47)), respectivamente chamadas de equação da continuidade, de Navier-Stokes e da primeira lei da termodinâmica. As três equações apresentadas revelam cinco variáveis (u, v, w, T, p). Considerando o problema de uma placa plana posicionada horizontalmente (direção x), introduz-se as condições de contorno apresentadas pelas Eqs. (2.48) a (2.54):

$$u(x, y = 0, z) = 0 \quad (2.48)$$

$$v(x, y = 0, z) = 0 \quad (2.49)$$

$$w(x, y = 0, z) = 0 \quad (2.50)$$

$$-k \frac{\partial T(x, y = 0, z)}{\partial x} = \pm q_0'' \quad (2.51)$$

$$T(x, y = 0, z) = T_0 \quad (2.52)$$

$$u(x, y = \infty, z) = U_\infty \quad (2.53)$$

$$T(x, y = \infty, z) = T_\infty \quad (2.54)$$

As Equações (2.48) a (2.50) estão relacionadas com a condição de não deslizamento (componentes paralelas ao plano) e impenetrabilidade na parede (componente perpendicular ao plano). As condições das Equações (2.51) e (2.52) tratam da temperatura e fluxo de calor constante na parede, respectivamente. A avaliação de temperatura e escoamento em uma região significativamente longe da parede, fora da camada limite, é feita através das Equações (2.53) e (2.54).

A aplicação das condições de contorno nas equações governantes resultará em campos de velocidade e temperatura que viabilizarão a determinação do coeficiente de transferência por convecção h . A determinação desse coeficiente será feita, inicialmente, a partir de uma análise de escala, que apresentará os parâmetros do escoamento que mais o afetam. Em seguida, uma solução integral irá apresentar os

coeficientes dos parâmetros mais significativos da análise de escala. É preciso deixar claro que esta não é a solução completa, mas sim uma solução simplificada. Uma solução mais precisa é feita a partir de soluções por perfis similares.

2.4 CONCEITO DE CAMADA LIMITE TÉRMICA E HIDRODINÂMICA

A modelagem matemática associada ao problema de convecção é relativamente complexa, envolvendo equações diferenciais parciais não lineares que ainda não possuem solução analítica. Desse modo, a principal ideia do conceito da camada limite é simplificar esse complexo problema.

Assim sendo, é possível pensar que a mudança de velocidade de $u = 0$ para $u = U_\infty$ e a mudança de temperatura de $T = T_0$ para $T = T_\infty$ acontece ao longo de um espaço situado relativamente próximo à parede sólida. O passo revolucionário dado por Prandtl foi pensar que a região próxima à parede, chamada de camada limite, era uma região distinta do imenso domínio no qual se modela todo o problema de convecção, regido pelas Eqs. (2.15), (2.33) e (2.47). Essa decisão é equivalente a esculpir o campo de escoamento apenas na região que é realmente importante para se responder as duas questões anteriormente formuladas. Fora da região da camada limite, define-se uma região de livre corrente, que é caracterizado por um escoamento que não é afetado por obstruções e efeitos de aquecimento induzidos pelo objeto sólido [5].

Em suma, o conceito de camada limite está baseado numa delgada região em que se tem uma variação significativa da velocidade e da temperatura. Isso não implica que a velocidade e a temperatura atinjam valores de corrente livre a uma mesma distância da parede. Portanto, δ será a distância em que u varia de 0, pela condição de não escorregamento na parede, até U_∞ na corrente livre. Essa será conhecida como a camada limite hidrodinâmica. Da mesma maneira, considera-se δ_T como sendo a distância em que T varia de T_0 na parede até T_∞ na corrente livre. Essa é a camada limite térmica [5].

De forma geral, essas duas camadas limites raramente possuem o mesmo comprimento. Desse modo, numa condição em que $\delta < \delta_T$, será observado que a camada limite hidrodinâmica estará completamente inserida na camada limite térmica. De forma análoga, quando se tem $\delta > \delta_T$, significa que a camada limite hidrodinâmica é maior que a camada limite térmica.

Essas relações entre os tamanhos de camada limite térmica e hidrodinâmica estão intrinsicamente ligadas às características físicas do fluido, tais como a viscosidade cinemática ν e a difusividade térmica α . Isso remete diretamente ao número de Prandtl, descrito como $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$. Em uma placa plana, a razão entre essas duas camadas limites se dá da seguinte maneira, caso $Pr \gg 1$:

$$\frac{\delta_T}{\delta} \sim Pr^{-1/2} \quad (2.55)$$

No caso em que $Pr \ll 1$, tem-se:

$$\frac{\delta_T}{\delta} \sim Pr^{-1/3} \quad (2.56)$$

A Figura 2.2 apresenta as duas condições de comparação das camadas limites térmica e hidrodinâmica. Em seu lado esquerdo, tem-se a condição de $\delta < \delta_T$, regida pela Eq. (2.56). No lado direito, a condição de $\delta > \delta_T$, descrita pela Eq. (2.55).

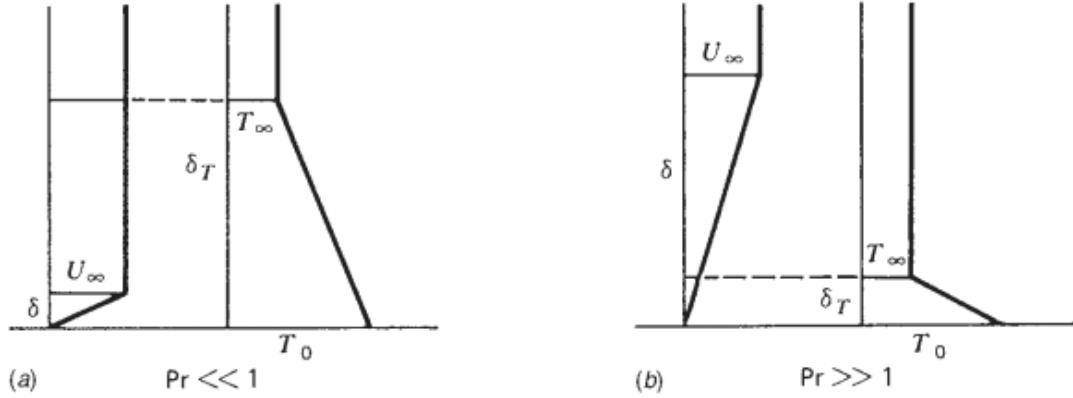


Figura 2.2: Camadas limite térmicas em duas condições diferentes: $\delta < \delta_T$ e $\delta > \delta_T$.

Referência: [5]

É importante apresentar nesse momento um número adimensional que busca caracterizar o escoamento. Esse número avalia o regime de escoamento comparando as forças de inércia e viscosas existentes. Seu equacionamento ao longo de uma geometria de comprimento característico x é feito conforme a Eq.(2.57).

$$Re_x = \frac{U_{méd}x}{\nu} = \frac{U_{méd}x\rho}{\mu} \quad (2.57)$$

Muitas análises do problema de convecção são feitas baseadas no número de Re , tornando-o uma informação extremamente relevante. Destaca-se que esse número depende da forma na qual a análise está sendo feita. Portanto, o comprimento característico x em uma placa plana é seu próprio comprimento. Já em um tubo de seção circular, este comprimento é seu diâmetro.

3. CONVECÇÃO NATURAL

Aqui, será apresentada a transferência de calor por convecção natural, além da sua modelagem, análise de escala e solução integral, considerando que o escoamento se dará em uma parede vertical. Algumas aproximações relativas à resolução do problema também serão discutidas.

3.1 INTRODUÇÃO À CONVECÇÃO NATURAL E SUA MODELAGEM

O escoamento de um fluido é o movimento relativo de uma camada de fluido sobre outra camada adjacente de fluido ou sobre uma superfície sólida. Como uma das propriedades intrínsecas do escoamento de um fluido é dissipação de trabalho útil, qualquer escoamento necessita de um mecanismo motor para viabilizar sua existência.

Na convecção forçada, o transporte de calor pelo movimento do fluido é forçado a acontecer. Desse modo, a criação e manutenção de um escoamento requisita um constante sacrifício de potência mecânica (trabalho útil). De fato, a destruição de trabalho útil através do escoamento é a razão para a existência da questão relacionada à fricção nos problemas de transferência de calor. Neste caso, a parte hidrodinâmica do problema está matematicamente desacoplada da parte de transferência de calor.

A convecção natural se diferencia da forçada termodinamicamente pelo fato de que o escoamento nesse caso acontece naturalmente. O escoamento é dirigido pelo empuxo que ocorre devido à presença de efeitos da aceleração gravitacional e da variação de massa específica de uma camada de fluido para outra. Matematicamente, o campo de escoamento está intimamente associado ao campo de temperatura. Isso se dá no sentido de que variações na temperatura podem induzir variações da massa específica do fluido, causando o movimento devido ao empuxo [5].

É possível exemplificar isso considerando uma grande sala fechada (reservatório), em que uma das suas paredes está aquecida. O ar em contato com a parede aquece, expande e sobe para um local de menor pressão do campo de pressão hidrostática mantido pelo reservatório. Em sequência, na medida que se distancia da parede aquecida, é esfriado pelo ar existente no reservatório que não foi aquecido. À medida que resfria, o ar se comprime enquanto desce para o fundo do reservatório. Essa ideia pode ser observada na Figura 3.1.

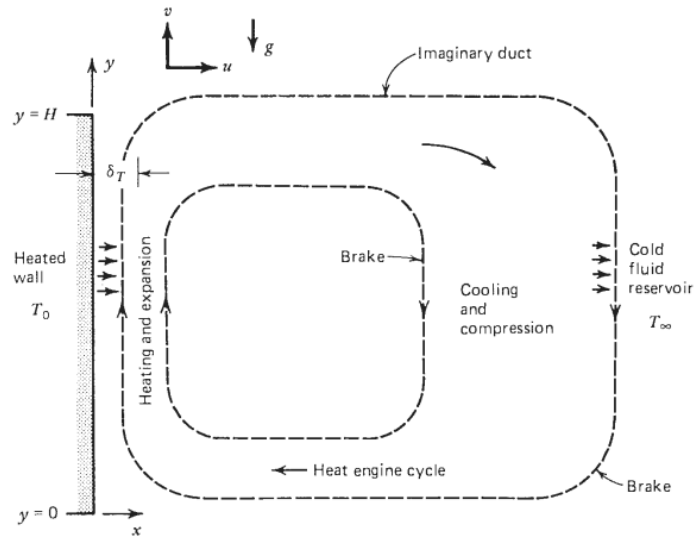


Figura 3.1: Representação do mecanismo da convecção natural

Fonte: Referência [5]

Assim sendo, consegue-se estabelecer um ciclo que ocorre com o ar dentro desta sala: aquecimento → expansão → resfriamento → compressão. De forma análoga à um motor de combustão que entrega trabalho de eixo para impulsionar o fluido em um escoamento forçado, esse é o ciclo do “motor” que impulsiona o escoamento natural, ou seja, um “motor” construído dentro do próprio escoamento [5].

3.2 MODELAGEM DA CONVECÇÃO NATURAL EM PAREDE VERTICAL

O principal problema de transferência de calor apresentado na Figura 3.1 é prever a taxa de transferência de calor quando se sabe a diferença de temperatura entre a parede e a corrente livre do reservatório. Essa taxa Q é descrita da seguinte forma:

$$Q = (HW)h_{0-H}(T_0 - T_\infty) \quad (3.1)$$

Em essência, o problema é determinar o coeficiente médio de transferência de calor ao longo da parede. Levando como referência o sistema de coordenadas da Figura 3.1, observa-se que H é a altura da parede e W é a dimensão da parede na direção perpendicular ao plano $x - y$. O foco será dado no regime da camada limite. Com isso, é importante dizer que a espessura da camada limite térmica δ_T é desprezível comparado à altura da parede. Outra consideração importante a ser feita é o fato que a camada limite irá se desenvolver na direção y . Desse modo, as condições de contorno apresentadas na seção 2.3 devem ser adaptadas [5].

O escoamento analisado será considerado bidimensional, com regime permanente e propriedades constantes. Avaliando a Eq. (2.15), reescreve-se o balanço de massa na Eq. (3.2) a partir dessas considerações.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3.2)$$

lembrando que u e v são os componentes do vetor velocidade na direção x e y .

Após observar a Eq. (2.33), o balanço de forças na direção x e y é representado respectivamente pelas Eqs. (3.3) e (3.4).

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \quad (3.3)$$

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v - \rho g \quad (3.4)$$

É interessante observar que o balanço de forças na direção y possui a força devido ao campo gravitacional, expressa pelo termo $-\rho g$. O balanço de energia, baseado na Eq. (2.47), é apresentado da seguinte maneira:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \nabla^2 T \quad (3.5)$$

Considerando que o foco da análise é a região de camada limite, as escalas geométricas se dão da seguinte maneira: $x \sim \delta_T$ e $y \sim H$, em que $\delta_T \ll H$. Isso é justificado pelo fato de que a espessura de camada limite irá se desenvolver ao longo da direção x , ao passo que a altura da parede se desenvolve na direção y . Desse modo, é fácil perceber que o único termo significativo no operador laplaciano é $\partial^2/\partial x^2$.

Considera-se também que a pressão varie apenas na direção y . Fisicamente, é fácil observar que uma variação de pressão na horizontal, ao longo de um comprimento muito pequeno (δ_T), nem se compara com uma variação vertical de pressão através de um comprimento significativamente maior (H). Sendo assim, como a pressão varia apenas em y , pode-se escrever $\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{dp}{dy}$. Considerando que a pressão dentro da camada limite seja praticamente a mesma pressão imediatamente fora dela, verifica-se que essa variação de pressão é o gradiente de pressão hidrostático estabelecido pela massa específica ρ_∞ do fluido presente no reservatório (3.6) [5].

$$\frac{dp}{dy} = \frac{dp_\infty}{dy} = -\rho_\infty g \quad (3.6)$$

A partir dessas considerações, é possível reescrever a Eq. (3.4) conforme a Eq. (3.7):

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = \mu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + (\rho_\infty - \rho)g \quad (3.7)$$

Já a equação da energia, apresentada na Eq. (3.5), é reescrita da seguinte maneira:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.8)$$

3.3 APROXIMAÇÃO DE BOUSSINESQ

Ao observar o termo de força de campo $(\rho_\infty - \rho)g$ da Eq. (3.7), nota-se que o escoamento é regido pelo campo de massa específica $\rho(x, y)$ do fluido. É aceitável dizer que esse campo é gerado pelo campo de temperatura $T(x, y)$, sendo a massa específica, portanto, apenas função da temperatura. Sendo assim, invoca-se a equação de estado de um gás ideal [5]:

$$P = \rho RT \quad (3.9)$$

em que $R = 287,05 \frac{J}{kg \cdot K}$ é a constante específica dos gases.

Desse modo, é possível fazer uma aproximação de Taylor de primeira ordem da massa específica. A linearização da massa específica, que é uma função derivável no ponto T_∞ , é o polinômio de grau um dado por [8]:

$$\rho(T) = \rho(T_\infty) + \rho'(T_\infty)(T - T_\infty) \quad (3.10)$$

Essa linearização é válida no intuito de aproximar $\rho(T)$ em valores de T próximos de T_∞ . O primeiro termo do lado direito da equação acima avalia a massa específica em um ponto que é relativamente longe da parede. Sendo assim, $\rho(T_\infty) = \rho_\infty$. Além disso, a derivação de ρ na temperatura é avaliada em T_∞ . Considerando a Eq. (3.9), é possível avaliar essa derivada em uma pressão constante igual a $p = p_\infty$. A Equação (3.10) toma a seguinte forma:

$$\rho(T) = \rho_\infty + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=p_\infty} (T - T_\infty) \quad (3.11)$$

O coeficiente de expansão térmica β é uma propriedade que representa a variação da densidade do fluido com a temperatura para uma pressão constante [4]. Então, essa propriedade é equacionada de acordo com a Eq. (3.12).

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=cte} \quad (3.12)$$

Com isso, reescreve-se a Eq. (3.11) da seguinte maneira:

$$\rho(T) = \rho_{\infty} - \rho_{\infty} \beta(T - T_{\infty}) \quad (3.13)$$

Substitui-se a equação de massa específica encontrada acima nas Eqs. (3.7) e (3.8) com a seguinte ressalva: deve-se considerar apenas o termo mais significativo da Eq. (3.13). Observando que o termo $\beta(T - T_{\infty})$ é consideravelmente menor que a unidade, $\rho(T)$ será igual a ρ_{∞} no lado esquerdo da Eq. (3.7) e no lado direito da Eq. (3.8), na substituição de $\alpha = \frac{k}{\rho_{\infty} c_p}$. Já no lado direito da Eq. (3.7), $\rho(T)$ assumirá a forma como fora equacionado na Eq. (3.13) [5]. Sendo assim, a equação de momentum (3.7) assume a seguinte forma:

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + g\beta(T - T_{\infty}), \quad (3.14)$$

em que $\nu = \frac{\mu}{\rho_{\infty}}$ é a viscosidade cinemática.

3.4 ANÁLISE DE ESCALA E INTRODUÇÃO AOS GRUPOS ADMENSIONAIS

Em seguida, será feita uma análise de escala do problema em questão. Essa análise é interessante por apresentar uma ideia da ordem de magnitude das variáveis a serem encontradas após a resolução do problema. Para isso, basta uma simples análise da escala de cada termo presente nas equações governantes. A análise garante que o valor real do que se deseja calcular será diferente do valor aqui encontrado por um fator de ordem de grandeza unitária.

Avaliando a equação da energia fornecida pela Eq. (3.8), define-se as seguintes escalas:

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \sim \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.15)$$

O lado direto da Eq. (3.15) está relacionado com a transferência de calor através da convecção. Já o lado esquerdo é referente às trocas de calor por condução. Como já é sabido, $x \sim \delta_T$, $y \sim H$ e $\Delta T = T_0 - T_{\infty} \sim T - T_{\infty}$. Considerando a equação de conservação da massa (Eq. (3.2)), obtém-se a relação de escala observada na Eq. (3.16).

$$\frac{u}{\delta_T} \sim \frac{v}{H} \rightarrow u \sim \frac{\delta_T v}{H} \quad (3.16)$$

A relação acima mostra que ambos os termos relacionados à convecção tem a mesma escala. Essa conclusão é vista ao substituir u na relação acima. Sendo assim, basta considerar apenas um dos dois termos para prosseguir a análise da equação da energia.

$$v \frac{\Delta T}{H} \sim \alpha \frac{\Delta T}{\delta_T^2} \rightarrow v \sim \alpha \frac{H}{\delta_T^2} \quad (3.17)$$

Avaliando agora a equação de balanço de forças, expresso pela Eq. (3.14):

$$\left(u \frac{v}{\delta_T}, v \frac{v}{H} \right) \text{ ou } \left(v \frac{v}{\delta_T^2} \right) \sim g\beta\Delta T \quad (3.18)$$

O primeiro parêntese do lado esquerdo da equação acima se refere aos termos de força de inércia. É interessante destacar que, a partir da equação da conservação da massa, verifica-se que ambos possuem a mesma escala $\left(\frac{v^2}{H}\right)$. O segundo termo entre parêntese está relacionado às forças de fricção (dissipação viscosa). O termo do lado direito diz respeito à força de empuxo devido aos gradientes de temperatura existentes no fluido. Dividindo a escala apresentada pela Eq. (3.18) por $g\beta\Delta T$, obtém-se a seguinte relação após algumas manipulações:

$$\left(\frac{H}{\delta_T}\right)^4 Ra_H^{-1} Pr^{-1}, \quad \left(\frac{H}{\delta_T}\right)^4 Ra_H^{-1} \sim 1 \quad (3.19)$$

Da mesma forma que antes, o primeiro termo apresentado acima se trata das forças de inercia, o segundo das forças viscosas e o terceiro das forças de empuxo. O número de Rayleigh é apresentado acima como Ra_H , estando associado ao comprimento H da parede. Este número é equacionado da seguinte maneira:

$$Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu} \quad (3.20)$$

O número de Rayleigh pode ser visto como a razão entre as forças de flutuação das difusividades térmicas e de quantidade de movimento [4]. Já o número de Prandtl Pr , presente no termo de inércia da Eq. (3.19), representa a razão entre a difusividade molecular de quantidade de movimento pela difusividade molecular térmica. De forma mais clara, esse número descreve a espessura relativa entre as camadas limites hidrodinâmica e térmica. Seu equacionamento é feito de acordo com a Eq. (3.21) [4].

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (3.21)$$

É interessante observar que o número de Prandtl não depende de fatores geométricos do escoamento, e sim apenas das características do fluido. Desse modo, ao observar a Eq. (3.19), percebe-se que a competição entre inércia e fricção se dará pela observação do número de Prandtl: Fluidos de alto Pr irão formar uma camada limite térmica δ_T regida pelas forças de fricção \sim empuxo; Fluidos de baixo Pr vão formar uma camada limite térmica com forças de empuxo balanceadas pelas forças de inércia.

3.4.1 Fluidos de alto número de Prandtl

Como dito anteriormente, o balanço de força mais significativo nesse tipo de escoamento são as forças de fricção balanceando as forças de empuxo. Sendo assim, o segundo termo do lado esquerdo da Eq. (3.19) (forças de fricção) deve escalar com o termo do lado direito (forças de empuxo).

$$\left(\frac{H}{\delta_T}\right)^4 Ra_H^{-1} \sim 1 \rightarrow \delta_T \sim H Ra_H^{-1/4} \quad (3.22)$$

Observando que a Eq. (3.17) pode ser reescrita como $\delta_T^2 \sim \alpha \frac{H}{v}$, obtém-se a escala da componente vertical do vetor velocidade substituindo δ_T na Eq. (3.22).

$$v \sim \frac{\alpha}{H} Ra_H^{1/2} \quad (3.23)$$

Relembrando a Eq. (2.6) e observando a adaptação que deve ser feita considerando que, no problema em questão, o gradiente de temperatura está na direção x já que a parede se desenvolve ao longo de y . Sendo assim, determina-se a escala do coeficiente de transferência de calor convectivo:

$$h = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=0} \frac{1}{T_0 - T_\infty} \rightarrow h \sim k \frac{\Delta T}{\delta_T} \frac{1}{\Delta T} \sim \frac{k}{\delta_T} \quad (3.24)$$

Substituindo o resultado anterior na Eq. (3.22), obtém-se o número de Nusselt:

$$Nu = \frac{Hh}{k} \sim Ra_H^{1/4} \quad (3.25)$$

O número de Nusselt é visto como o coeficiente adimensional de transferência de calor por convecção. Fisicamente, este número representa uma comparação da transferência de calor através da camada de fluido como resultado da convecção em relação à condução do mesmo fluido em toda a camada. Quanto maior for o número de Nusselt, mais eficaz será a convecção [4].

Impõem-se agora uma camada limite de espessura δ influenciada pela camada limite térmica δ_T , que parte da estagnação e ganha velocidade a partir do aquecimento por parte da parede. Esta será a camada limite hidrodinâmica. Destaca-se que fora dela, o escoamento está parado. Quando $\delta \gg \delta_T$,

tem-se uma situação em que o fluido é isotérmico por definição. Dessa forma, faz-se uma análise de escala da Eq. (3.14):

$$v \frac{v}{H} \sim v \frac{v}{\delta^2} , \quad g\beta(T - T_\infty) \sim v \frac{v}{\delta^2} \quad (3.26)$$

O termo relacionado às forças de empuxo some pela consideração de que nessas condições o fluido é isotérmico. É possível isolar o componente v da velocidade na Eq. (3.26):

$$v \sim v \frac{H}{\delta^2} \quad (3.27)$$

Substituindo v na Eq. (3.23), obtém-se a seguinte relação para definir a espessura da camada limite hidrodinâmica:

$$\delta \sim H Pr^{1/2} Ra_H^{-1/4} \quad (3.28)$$

Observando a Eq. (3.22), é estabelecida uma comparação entre as espessuras das camadas limites térmica e hidrodinâmica em fluidos de alto Prandtl, visita na Eq. (3.29).

$$\frac{\delta}{\delta_T} \sim Pr^{1/2} > 1 \quad (3.29)$$

O resultado acima indica, como esperado, que a camada limite hidrodinâmica deve ser maior que a camada limite térmica. Isso é entendido fisicamente pelo fato de que um fluido com alto Pr privilegia mais a difusividade de quantidade de movimento do que a difusividade térmica, mantendo a camada limite térmica mais próxima da parede do que a hidrodinâmica. Uma comparação entre as duas camadas limites acontecendo ao mesmo tempo é vista na *Figura 3.2*.

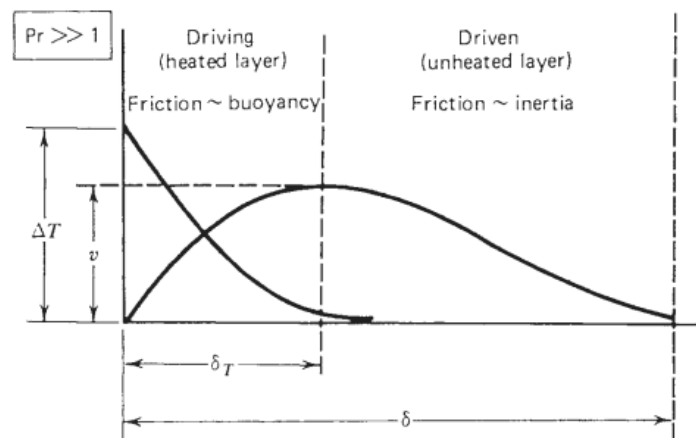


Figura 3.2: Comparação das camadas limites com fluidos de alto Pr

Referência: [5]

3.4.2 Fluidos de baixo número de Prandtl

Nesse caso, o escoamento é regido por um balanço entre as forças de inércia e as forças de empuxo. Desse modo, o primeiro termo do lado esquerdo da Eq. (3.19) (forças de inércia) deve balancear com o termo do lado direito (forças de empuxo):

$$\left(\frac{H}{\delta_T}\right)^4 Ra_H^{-1} Pr^{-1} \sim 1 \rightarrow \delta_T \sim H Ra_H^{-1/4} Pr^{-1/4} \quad (3.30)$$

Relembrando a que a Eq. (3.17) pode ser reescrita como $\delta_T^2 \sim \alpha \frac{H}{v}$, consegue-se obter a velocidade v ao substituir δ_T na Eq. (3.30):

$$v \sim \frac{\alpha}{H} (Ra_H Pr)^{1/2} \quad (3.31)$$

Lembrando a Eq. (3.24) em que $h \sim \frac{k}{\delta_T}$, tem-se o número de Nusselt para este caso:

$$Nu = \frac{Hh}{k} \sim (Ra_H Pr)^{1/4} \quad (3.32)$$

Nota-se agora o surgimento de um novo grupo adimensional provido pelo produto $Ra_H Pr$, nomeado de número de Boussinesq (Bo). No caso em questão, esse número cumpre o mesmo papel que o número de Rayleigh Ra_H para escoamentos de alto Prandtl [5]. Esse número depende de aspectos geométricos do escoamento e é equacionado da seguinte maneira:

$$Bo_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha^2} \quad (3.33)$$

Descreve-se agora uma outra camada limite hidrodinâmica de espessura δ_v , muito fina e próxima à parede. O fluido, impulsionado pelas forças de empuxo, é contido pela viscosidade ao longo da parede. Esta camada corresponde à uma região em que se tem escoamento. Por se tratar de um fluido de baixo Pr , esta camada está completamente contida na camada limite térmica. É importante avaliar onde se dá o pico de velocidade. Até esse pico, as forças de fricção escalam com as forças de empuxo. Sendo assim, avaliando a Eq. (3.14) e observando que os termos de inércia são bem menos significativos que os termos viscosos, tem-se:

$$v \frac{v}{\delta^2} \sim g\beta(T - T_\infty) \quad (3.34)$$

Isolando v na equação acima e o substituindo na Eq. (3.31), obtém-se, após algumas manipulações matemáticas, uma relação para a espessura da camada δ_v , visto na Eq. (3.35).

$$\delta_v \sim H Gr_H^{-1/4} \quad (3.35)$$

A equação acima apresenta o número de Grashof (Gr). Esse é um número relevante em se tratando de convecção natural por reger o regime de escoamento desse fenômeno. Este número representa a razão entre as forças de empuxo e as forças viscosas que agem sobre o fluido [5]. Esse número também depende de aspectos geométricos do escoamento. É equacionado conforme a Eq. (3.36).

$$Gr_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu^2} = \frac{Ra_H}{Pr} \quad (3.36)$$

A relação entre a espessura da camada δ_v e da camada térmica δ_T para este caso é obtida ao dividir a Eq. (3.35) pela Eq. (3.30).

$$\frac{\delta_v}{\delta_T} \sim Pr^{1/2} < 1 \quad (3.37)$$

Como se pode ver, a camada limite térmica deve ser maior que a camada limite hidrodinâmica δ_v . O entendimento físico se dá pelo fato de que um fluido com baixo Pr privilegia mais a difusividade térmica do que a difusividade de quantidade de movimento, mantendo a camada limite hidrodinâmica mais próxima da parede que a térmica. A comparação entre as duas camadas limites acontecendo ao mesmo tempo nesta condição de fluido de baixo Pr é vista pela *Figura 3.3*.

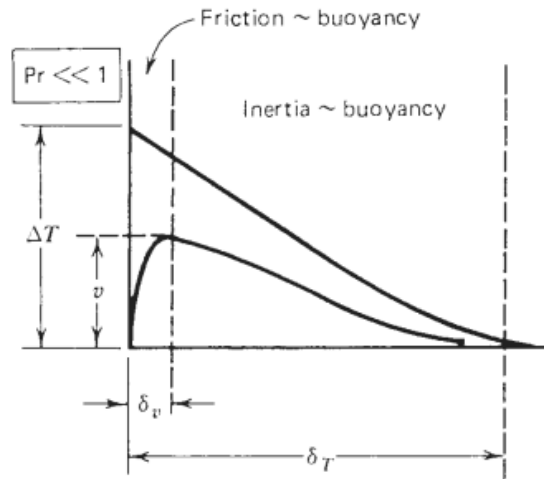


Figura 3.3: Comparação das camadas limites com fluidos de baixo Pr

Referência: [5]

3.5 SOLUÇÃO INTEGRAL

Até agora, sabe-se apenas a ordem de magnitude do escoamento relevante (ν) e do coeficiente de transferência de calor (h), obtido por meio da análise de escala feita anteriormente. Uma análise integral deve ser feita utilizando as equações governantes relativas ao escoamento de um fluido em uma parede

devido à convecção natural. A Figura 3.4 esboça o as direções de movimento do fluido ao longo da parede.

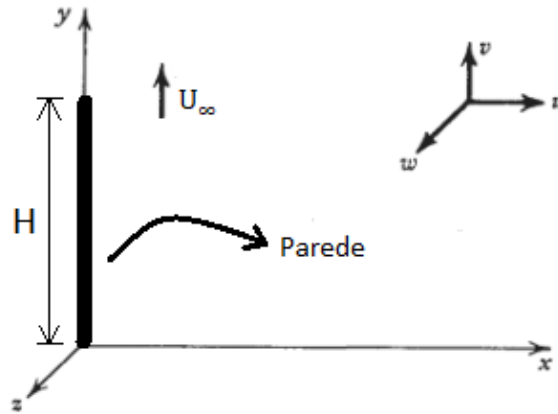


Figura 3.4: Esboço de parede e direção do escoamento no caso da convecção natural

O intuito de se obter essa solução integral é determinar as variações de alguns dos parâmetros das equações governantes ao longo do eixo y , tais como o fluxo de calor q'' , a espessura da camada limite térmica δ_T e os perfis de velocidade desenvolvidos a partir da parede [5].

O primeiro passo a ser feito é reorganizar as equações governantes de momento e energia, objetivando simplificar o processo de integração. Focando inicialmente na equação de momento, deve-se observar que ao multiplicar a equação da continuidade, descrito pela Eq. (3.2), por v , reformula-se esta equação da seguinte maneira:

$$v \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.38)$$

$$\left(\frac{\partial(uv)}{\partial x} - u \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial(v^2)}{\partial y} - v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (3.39)$$

$$u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2)}{\partial y} \quad (3.40)$$

Substituindo a relação apresentada na Eq. (3.40) no lado esquerdo da Eq. (3.14).

$$\frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2)}{\partial y} = v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + g\beta(T - T_\infty) \quad (3.41)$$

Sendo assim, basta integrar a Eq. (3.41) de $x = 0$ (parede) até $x = X$ (escoamento não perturbado, suficientemente longe da parede). Antes disso, é importante estabelecer certas condições de contorno baseando-se para isso nas Eqs. (2.48) a (2.54). É importante destacar que essas condições foram aplicadas com a consideração de que a parede estava posicionada no eixo x . Portanto, é preciso adaptá-

las para as atuais condições, em que a parede se localiza no eixo y . Quando $x = 0$: $v_0 = 0$ pela condição de não deslizamento; $u_0 = 0$ pela condição de impenetrabilidade. Quando $x = X$: $v_x = 0$ por não haver movimento no escoamento não perturbado; $\left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_x = 0$ pelo fato da componente de velocidade ser nulo nessa região. Com isso, observa-se o resultado dessa integração na Eq. (3.42).

$$\frac{d}{dy} \int_0^X v^2 dx = -v \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_{x=0} + g\beta \int_0^X (T - T_\infty) dx \quad (3.42)$$

A integração da equação da energia é feita de forma análoga. É preciso antes reorganizá-la para melhorar as condições de integração, e isso é feito usando a equação da continuidade. Desta vez, multiplica-se a Eq. (3.2) por T .

$$T \frac{\partial u}{\partial x} + T \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3.43)$$

$$\left(\frac{\partial(uT)}{\partial x} - u \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial(vT)}{\partial y} - v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = 0 \quad (3.44)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} \quad (3.45)$$

A relação apresentada pela Eq. (3.45) deve ser substituída na Eq. (3.8):

$$\frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \quad (3.46)$$

Basta integrar a Eq. (3.46) de $x = 0$ até $x = X$, como feito na equação de momento, após introduzir as condições de contorno. Avaliando essas condições, é interessante novamente ver que elas devem ser aplicadas considerando que a parede se desenvolve ao longo da direção y . Quando $x = 0$: $u_0 = 0$ pela condição de impenetrabilidade. Quando $x = X$: $T_X = T_\infty$, pois a temperatura é igual à temperatura do escoamento não perturbado; $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_x = 0$ pelo fato da temperatura ser constante nessa região longe da parede. É possível ainda, utilizando a Eq. (3.2), descrever a componente da velocidade em um ponto X relativamente longe da parede (u_X). Para tanto, basta integrar a equação da continuidade em x , da parede até este ponto. Considerando a condição de impenetrabilidade já citada, tem-se:

$$u_X = -\frac{d}{dy} \int_0^X v dx \quad (3.47)$$

Com todas essas considerações, a integração da Eq. (3.46) resulta na Eq. (3.48):

$$\frac{d}{dy} \int_0^x v(T_\infty - T) dx = \alpha \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} \quad (3.48)$$

Para dar continuidade, serão adotados perfis de velocidade e temperatura que modelam a forma desses campos da parede até o escoamento não perturbado. Esses perfis tentam descrever o comportamento dos campos de velocidade e temperatura dentro de suas camadas limites. Serão adotados os seguintes perfis de temperatura e velocidade, descritos pelas Eqs. (3.49) e (3.50) respectivamente:

$$T - T_\infty = \Delta T \left(1 - \frac{x}{\delta_T} \right)^2 \quad (3.49)$$

$$v = V \frac{x}{\delta} \left(1 - \frac{x}{\delta} \right)^2, \quad (3.50)$$

em que V é um valor a ser determinado que varia com y e $\Delta T = T_0 - T_\infty$ é a diferença entre a temperatura da parede e a temperatura da corrente livre.

É muito importante expressar a consideração de que as camadas limites hidrodinâmica e térmica irão possuir o mesmo tamanho ($\delta = \delta_T$). O passo seguinte é substituir as Eqs. (3.49) e (3.50) na Eq. (3.42) (equação integral de momento). Após alguns desenvolvimentos algébricos, obtém-se a seguinte expressão:

$$\frac{1}{105} \frac{d}{dy} (V^2 \delta) = -\nu V \frac{1}{\delta} + \frac{g\beta\Delta T\delta}{3} \quad (3.51)$$

Como feito acima, deve-se substituir as Eqs. (3.49) e (3.50) na equação integral da energia, fornecida pela Eq. (3.48). O resultado dessa substituição é visto na Eq. (3.52).

$$\frac{d}{dy} (V\delta) = 60\alpha \frac{1}{\delta} \quad (3.52)$$

A partir das escalas de parâmetros do escoamento e da transferência de calor por convecção natural em uma parede vertical, observadas no **Erro! Fonte de referência não encontrada.**, consegue-se as seguintes relações para a escala de velocidade e de espessura de camada limite térmica:

$$V \sim \frac{\alpha}{H} Ra_H^{1/2} \quad (3.53)$$

$$\delta \sim H Ra_H^{-1/4} \quad (3.54)$$

A partir da constatação que $H \sim y$ e que $Ra_H = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\alpha\nu} \sim y^3$, define-se uma escala definitiva entre y e a velocidade (Eq. (3.55)) e y e a espessura da camada limite térmica (Eq. (3.56)):

$$V \sim y^{1/2} \quad (3.55)$$

$$\delta \sim y^{1/4} \quad (3.56)$$

Observando as escalas acima, é correto transformá-las em igualdade se multiplicadas por uma constante de proporcionalidade, como foi feito nas Eqs. (3.57) e (3.58).

$$V = C_1 y^{1/2} \quad (3.57)$$

$$\delta = C_2 y^{1/4} \quad (3.58)$$

Agora, é preciso determinar essas constantes. Isso é realizado substituindo os valores de V e de δ_T apresentados acima nas Eqs. (3.51) e (3.52). Como resultado, encontram-se os seguintes valores para essas constantes:

$$C_1 = 5,15\alpha \left[\frac{g\beta\Delta T}{\alpha\nu} \right]^{1/2} \left[\frac{20}{21} \frac{1}{Pr} + 1 \right]^{-1/2} \quad (3.59)$$

$$C_2 = 3,94 \left[\frac{g\beta\Delta T}{\alpha\nu} \right]^{-1/4} \left[\frac{20}{21} \frac{1}{Pr} + 1 \right]^{1/4} \quad (3.60)$$

Substituindo o valor de C_1 na Eq. (3.57), consegue-se construir o perfil de velocidade v :

$$v(x,y) = 5,15 \frac{\alpha}{y} Ra_y^{1/2} \left[\frac{20}{21} \frac{1}{Pr} + 1 \right]^{-1/2} \frac{x}{\delta} \left(1 - \frac{x}{\delta} \right)^2 \quad (3.61)$$

A partir da substituição de C_2 na Eq. (3.58), obtém-se a seguinte relação para a espessura da camada limite:

$$\frac{\delta}{y} = 3,94 Ra_y^{-1/4} \left[\frac{20}{21} \frac{1}{Pr} + 1 \right]^{1/4} \quad (3.62)$$

Observando que o fluxo de calor q'' pode ser calculado de acordo com a Eq. (2.5), com a ressalva de que agora a derivação de T deve ser em x e que o campo de temperatura é obtido pela Eq. (3.49).

$$q'' = -k \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{2k(T_0 - T_\infty)}{\delta_T} \quad (3.63)$$

Com o valor de δ em mãos, é possível calcular também o coeficiente de transferência de calor por convecção, introduzido pela Eq. (2.6). Sendo assim, a relação obtida para h é vista na Eq. (3.64).

$$h = \frac{-k \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{T_0 - T_\infty} = \frac{2k}{\delta} \quad (3.64)$$

Lembrando que $\delta = \delta_T$, deve-se substituir a relação de δ obtida através da Eq.(3.62) na equação acima, para finalmente se determinar o número de Nusselt:

$$Nu = \frac{q''}{(T_0 - T_\infty)} \frac{y}{k} = 0,508 Ra_y^{1/4} \left[\frac{20}{21} \frac{1}{Pr} + 1 \right]^{-1/4} \quad (3.65)$$

3.5.1 Escoamento com fluido mais quente que a parede

Quando o escoamento possui uma velocidade não nula e uma temperatura maior que a da parede, algumas adaptações devem ser feitas nas equações desenvolvidas acima. A integração da equação de momento (Eq. (3.41)) deve ser feita considerando as seguintes condições de contorno: Quando $x = 0$: $v_0 = 0$ pela condição de não deslizamento; $u_0 = 0$ pela condição de impenetrabilidade. Quando $x = X$: $v_x = U_0$ é a velocidade não nula do escoamento não perturbado U_0 ; $(\partial v / \partial x)_x = 0$ para um perfil de velocidade contínuo na transição da camada limite para a região não perturbada pela parede. O resultado da integração é visto na Eq. (3.66).

$$\frac{d}{dy} \int_0^X v(v - U_0) dx = -v \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)_{x=0} + g\beta \int_0^X (T - T_\infty) dx \quad (3.66)$$

Já a integração da equação da energia para este caso permanece igual à Eq. (3.48).

$$\frac{d}{dy} \int_0^X v(T - T_\infty) dx = -\alpha \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{x=0}$$

Nesse caso, são adotados os diferentes perfis de velocidade e de temperatura, vistos nas Eqs. (3.67) e (3.68) [9].

$$\frac{v}{U_0} = \frac{1}{4} \frac{x}{\delta} \left(3 - \frac{x}{\delta} \right)^2 \quad (3.67)$$

$$\frac{T - T_\infty}{T_\infty - T_s} = \frac{x}{\delta_T} \left(2 - \frac{x}{\delta_T} \right) \quad (3.68)$$

Substituindo as Eqs. (3.67) e (3.68) nas Eqs. (3.66) e (3.48), obtém-se as Eqs. (3.69) e (3.70). Destaca-se que a velocidade U_0 se relaciona com δ da seguinte forma: $U_0 = \frac{g\beta\theta_s\delta^2}{3\nu}$.

$$\frac{867}{560} \frac{d}{dy} (U_0^2 \delta) = -\frac{9\nu U_0}{\delta} + \frac{g\beta \Delta T \delta}{3} \quad (3.69)$$

$$\frac{d}{dy} (U_0 \delta) = \frac{240}{17} \frac{\alpha}{\delta} \quad (3.70)$$

Outro detalhe importante é observar também que nesse caso, $\Delta T = T_\infty - T_0$. Isso é justificado pelo fato de que o fluido está mais quente que a parede. Da mesma forma como foi feito na seção 3.5, deve-se estabelecer as seguintes relações: $U_0 = C_1 y^{1/2}$ e que $\delta = C_2 y^{1/4}$. As constantes C_1 e C_2 são encontradas substituindo estas relações de U_0 e δ nas Eqs. (3.69) e (3.70). Finalmente, determina-se o perfil de velocidade substituindo o valor encontrado para C_1 na equação de U_0 . Esse perfil é descrito na Eq (3.71).

$$v(x, y) = 0,415 \alpha Ra_y^{1/2} \left[\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right]^{-1/2} \frac{1}{4} \frac{x}{\delta} \left(3 - \frac{y}{\delta} \right)^2 \quad (3.71)$$

Uma relação para espessura da camada limite é determinada após substituir o valor encontrado para C_2 na equação de δ . Essa relação é vista na Eq. (3.72) [9].

$$\frac{\delta}{y} = 6,735 Ra_y^{-1/4} \left[\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right]^{1/4} \quad (3.72)$$

O perfil de temperatura como função de x e y , visto na Eq. (3.73), é construído substituindo a relação da Eq. (3.72) na Eq.(3.68).

$$\frac{T(x, y) - T_\infty}{T_\infty - T_s} = 0,148 \frac{x}{y} Ra_y^{1/4} \left[\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right]^{-1/4} \left(2 - 0,148 \frac{x}{y} Ra_y^{1/4} \left[\frac{1}{Pr} + \frac{21}{85} \right]^{-1/4} \right) \quad (3.73)$$

4. CONVECÇÃO NATURAL APLICADA AO ESCOAMENTO DE FUMAÇA EM DUTOS

Este capítulo tem seu foco voltado para a modelagem do problema da convecção natural em dutos verticais. Será feito o dimensionamento de um duto a partir das orientações da NBR 9077, assim como uma discussão sobre as possíveis condições de contorno térmicas que podem ser associadas à parede.

4.1 CONDIÇÕES DE CONTORNO TÉRMICAS NA PAREDE

Até então, as análises feitas assumiram que a parede vertical é isotérmica. Essa é uma boa aproximação quando a parede é maciça e possui alta capacidade de condução térmica ao longo de sua extensão. Na prática, a condição de que o fluxo de calor q'' é constante na parede é um modelo igualmente importante a ser considerado. Com isso, o problema de transferência de calor nesses casos consistia em prever a diferença de temperatura entre a parede e o ambiente $T_0(y) - T_\infty$, quando o fluxo de calor é dado [5].

É possível, com uma análise de escala, avaliar a ordem de grandeza da solução desse tipo de problema para compará-lo às soluções de parede isotérmica desenvolvidas até aqui. Independentemente de como q'' , ΔT e δ_T variam ao longo da parede, o fluxo de calor é relacionado da seguinte forma:

$$q'' \sim k \frac{\Delta T}{\delta_T} \quad (4.1)$$

O desenvolvimento dessa relação é feito observando que se deve isolar ΔT na equação acima e substituí-lo nas Eqs. (3.22) e (3.30), para fluidos de alto e baixo Pr , respectivamente. O resultado disso é visto nas Eqs. (4.2) e (4.3).

$$Nu \sim \frac{H}{\delta_T} \sim Ra_{*H}^{1/5}, \quad Pr > 1 \quad (4.2)$$

$$Nu \sim \frac{H}{\delta_T} \sim (Ra_{*H} Pr)^{1/5}, \quad Pr < 1 \quad (4.3)$$

Percebe-se que nesse caso, os números de Rayleigh e Prandtl não mais escalam com a potência de 1/4, como nos casos de parede isotérmica, e sim com 1/5. Outra constatação importante que deve ser feita é que Ra_{*H} é o número de Rayleigh baseado no fluxo de calor q'' , e é escrito da seguinte maneira:

$$Ra_{*H} = \frac{g\beta H^4 q''}{\alpha \nu k} \quad (4.4)$$

A imagem apresenta uma comparação entre como se dá o desenvolvimento da camada limite térmica nos casos de parede isotérmica e com fluxo de calor constante, além dos respectivos perfis de temperatura.

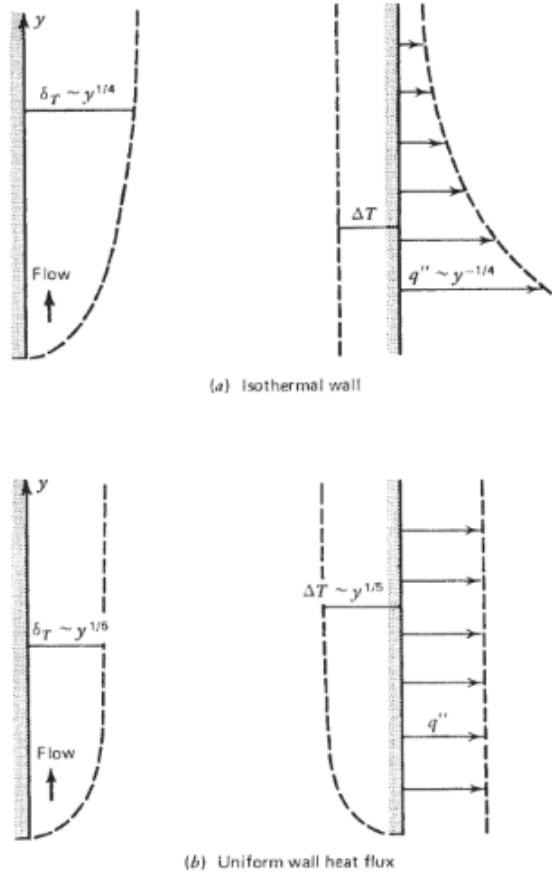


Figura 4.1: Parede isotérmica (a) e com fluxo de calor constante (b)

Referência: [5]

É possível ainda fazer uma outra abordagem envolvendo as duas condições de contorno apresentadas. Pode-se observar que as relações para o número de Nu para casos de superfície com temperatura constante e superfície com fluxo de calor constante são quase idênticas. Sendo assim, as relações de placas isotérmicas também podem ser utilizadas para placas submetidas a um fluxo de calor uniforme. Para isso, é necessário fazer a consideração que a temperatura da superfície da placa será a sua temperatura em um ponto médio $T_{H/2}$ [4]. Utilizando essa temperatura, determina-se o número de Nu conforme a Eq. (4.5):

$$Nu = \frac{hH}{k} = \frac{q''H}{k(T_{H/2} - T_{\infty})} \quad (4.5)$$

4.1.1 Determinação da temperatura interna da parede do duto

Na prática, existe uma diferença de temperatura entre as regiões internas e externas das paredes do duto. Sabendo o campo de temperaturas que ocorre dentro do duto, é possível determinar a temperatura da parede interna $T_0 = T_{int}$ quando a temperatura externa da parede T_{ext} já é sabida. A Eq. (4.6) modela esse problema considerando que todo calor conduzido pela primeira lâmina de fluido deveria ser conduzido através da parede.

$$k_w \frac{\partial T_w}{\partial x} = k_f \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (4.6)$$

em que T_w é um perfil linear cuja temperatura varia de T_{int} , na parte interna do duto até T_{ext} , na parte externa do duto, ao longo de uma parede de espessura ε . A condutividade térmica da parede e do fluido são representadas por k_w e k_f , respectivamente. O desenvolvimento da Eq. (4.6) resulta na Eq. (4.7).

$$k_w \frac{(T_{int} - T_{ext})}{\varepsilon} - \frac{2k_f(T_{\infty} - T_{int})}{\delta(T_{int})} = 0 = f(T_{int}) \quad (4.7)$$

As raízes da equação (4.7) serão a temperatura T_{int} . A espessura da camada limite δ depende de T_{int} , o que dificulta a resolução analítica desta equação. Para tanto, sua resolução pode ser feita numericamente com a utilização do método de Newton-Raphson.

4.2 CONVECÇÃO NATURAL EM DUTOS VERTICAIS

Agora, será considerada a interação entre as camadas limites de convecção natural formadas ao longo de duas paredes verticais paralelas de comprimento infinito. Se as escalas das espessuras das camadas limites forem muito menores que o espaçamento D entre as paredes, então o escoamento ao longo de uma parede deve ser considerado aproximadamente como um jato não afetado pela presença da outra parede. Por outro lado, se a camada limite cresce de modo que sua espessura se torne comparável à D , então os escoamentos gerados por cada parede se fundem em uma única corrente de empuxo crescendo através da chaminé gerada pelos dois dutos. A Figura 4.2 mostra as duas configurações descritas acima, em que em (a) se tem o desenvolvimento de uma camada limite que não é afetada pela existência da outra parede ($D \gg \delta$) e em (b) a situação contrária, com a camada limite de uma parede interferindo na outra ($D \sim \delta$) [5].

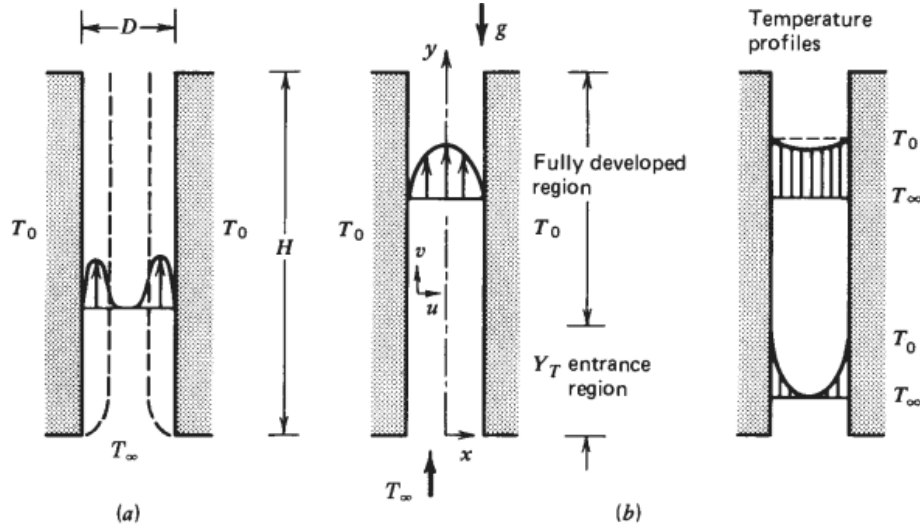


Figura 4.2: Desenvolvimento de camadas limites quando $D \gg \delta$ (a) e quando $D \sim \delta$ (b)

Referência: [5]

A parte do problema relacionada ao campo de velocidade deve ser resolvida a partir da equação de momento em y (observando a notação apresentada pela *Figura 4.2*), descrita pela Eq. (3.4) e apresentada abaixo:

$$\rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 v - \rho g$$

Considerando que o duto é longo o suficiente, a escala da componente u do vetor velocidade se torna insignificante ($u = 0$). Isso em conjunto com a equação da continuidade (Eq. (3.2)) direciona ao conceito de escoamento completamente desenvolvido no duto. Pode-se concluir então que $\frac{\partial v}{\partial y} = 0$. Lembrando ainda, conforme descrito na Eq. (3.6), que apenas a variação de pressão em y é considerada significativa, sendo descrita por $\frac{dp}{dy} = \frac{dp_\infty}{dy} = -\rho_\infty g$. Esta é a pressão estática imposta pelo fluido de massa específica ρ_∞ . A partir dessas considerações e usando a aproximação de Boussinesq, apresentada no tópico 3.3 e essencialmente descrita pela Eq. (3.13), a equação de momento toma a seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = -\frac{g\beta}{\nu} (T - T_\infty) \quad (4.8)$$

A Equação (4.8) é a equação de convecção natural equivalente à equação de Hagen-Poiseuille para escoamentos de convecção forçada completamente desenvolvidos entre placas paralelas. Como se pode ver, esta é uma equação que possui o campo de velocidades e temperaturas acoplados, com um dependendo do outro.

É possível quebrar essa dependência entre os campos de velocidade e temperatura da Eq. (4.8) considerando que o escoamento é completamente desenvolvido. Observa-se então que:

$$T_0 - T \ll T_0 - T_\infty \quad (4.9)$$

Isso significa que a variação de temperatura T dentro da camada limite se aproxima da temperatura da parede. Sendo assim $\Delta T = T - T_\infty \cong T_0 - T_\infty$, pois $T_0 \cong T$. Destaca-se que $T_0 - T_\infty$ é constante. Desse modo, o lado direito da Eq. (4.8) passa a ser constante, como visto na Eq. (4.10).

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = -\frac{g\beta}{\nu}(T_0 - T_\infty) \quad (4.10)$$

Resolve-se essa equação diferencial ordinária pelo método da integração direta:

$$v = C_3 x + C_4 - \frac{g\beta}{\nu}(T_0 - T_\infty)\frac{x^2}{2} \quad (4.11)$$

As condições de contorno de não deslizamento na parede impõem que: Em $x = -\frac{D}{2}$, $v = 0$; em $x = \frac{D}{2}$, $v = 0$. Sendo assim, as constantes de integração C_3 e C_4 são determinadas:

$$C_3 = 0 \quad (4.12)$$

$$C_4 = \frac{g\beta}{\nu}(T_0 - T_\infty)\frac{D^2}{8} \quad (4.13)$$

Substituindo as constantes encontradas na Eq. (4.11), determina-se o perfil de velocidades v na Eq.(4.14).

$$v = \frac{g\beta D^2(T_0 - T_\infty)}{8\nu} \left[1 - \left(\frac{2x}{D} \right)^2 \right] \quad (4.14)$$

Para determinar a vazão mássica por unidade de comprimento normal ao plano apresentado na ilustração do Figura 4.2, basta multiplicar o perfil de velocidades v , representado na Eq. (4.14), pela massa específica ρ e integrar em x de $-\frac{D}{2}$ até $\frac{D}{2}$:

$$\dot{m} = \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} \rho v dx = \frac{\rho g\beta D^3(T_0 - T_\infty)}{12\nu} \quad (4.15)$$

A validade do perfil de velocidades e da vazão mássica encontrados se baseia na consideração de que o escoamento já é completamente desenvolvido. Isso só acontece se o comprimento de desenvolvimento da camada limite térmica Y_T for muito menor que o comprimento H da parede.

$$Y_T \ll H \quad (4.16)$$

A Tabela 4.1 apresenta um resumo das escalas de coeficientes do escoamento e de transferência de calor em camadas limites de convecção natural ao longo de uma parede vertical [5].

Tabela 4.1: Escalas de coeficientes do escoamento e de transferência de calor [5]

| Alcance Número Prandtl | Espessura da Camada Limite Térmica | Perfil de Velocidade de Jato de Parede | | | Número de Nusselt |
|------------------------------|--|---|--------------------------------|------------------------------------|----------------------|
| | | Distância da Parede ao Pico de Velocidade | Espessura do Jato de Parede | Escala de Velocidade | |
| $Pr > 1$ | $H Ra_H^{-1/4}$ | $H Ra_H^{-1/4}$ | $Pr^{1/2} (H Ra_H^{-1/4})$ | $\frac{\alpha}{H} Ra_H^{1/2}$ | $Ra_H^{1/4}$ |
| $Pr < 1$ | $Pr^{-1/4} (H Ra_H^{-1/4})$ | $Pr^{1/4} (H Ra_H^{-1/4})$ | $Pr^{-1/4} (H Ra_H^{-1/4})$ | $\frac{\alpha}{H} (Pr Ra_H)^{1/2}$ | $(Pr Ra_H)^{1/4}$ |

A partir das escalas introduzidas pela Tabela 4.1, consegue-se determinar a escala da camada limite térmica nas condições de escoamento com fluidos de alto e baixo Pr .

$$\delta_T \sim y Ra_y^{-1/4}, \quad Pr > 1 \quad (4.17)$$

$$\delta_T \sim y (Ra_y Pr)^{-1/4} = y Bo_y^{-1/4}, \quad Pr < 1 \quad (4.18)$$

O comprimento de entrada térmica Y_T ocorre quando a camada limite térmica δ_T tem a espessura de $\frac{D}{2}$. Ao fazer as devidas substituições nas Eqs. (4.17) e (4.18), obtém-se:

$$\frac{D}{2} \sim Y_T Ra_{Y_T}^{-1/4}, \quad Pr > 1 \quad (4.19)$$

$$\frac{D}{2} \sim Y_T (Ra_{Y_T} Pr)^{-1/4} = Y_T Bo_{Y_T}^{-1/4}, \quad Pr < 1 \quad (4.20)$$

Isolando Y_T , substituindo sua escala na Eq. (4.16) e multiplicando ambos os lados por $Ra_D^{1/4}$, tem-se a relação apresentada nas Eqs. (4.21) e (4.22).

$$Ra_D^{1/4} < 2 \left(\frac{H}{D} \right)^{1/4}, \quad Pr > 1 \quad (4.21)$$

$$Bo_D^{1/4} < 2 \left(\frac{H}{D} \right)^{1/4}, \quad Pr < 1 \quad (4.22)$$

As inequações acima afirmam que a hipótese de escoamento completamente desenvolvido não é válida se o número de Rayleigh exceder uma certa ordem de magnitude ditada pela razão de aspecto geométrica do canal $\left(\frac{H}{D} \right)$ [5].

4.2.1 Solução alternativa para perfil de velocidade e temperatura em dutos

Considerando as situações em que o escoamento que está mais quente que a parede, Ahmadi et al. [10] propõe uma solução alternativa para os perfis de temperatura da camada limite em escoamentos bidimensionais que possuam velocidade não nula na região não perturbada pela camada limite. Essa é uma situação típica na qual o problema em questão pode ser enquadrado. O perfil de temperatura proposto é visto na Eq. (4.23) [10].

$$T(x,y) = \frac{4\theta_s}{D^2} e^{-\left(\frac{120\alpha\nu y}{g\beta\theta_s D^4(1-\beta\theta_s)}\right)} \left(x^2 - \frac{D^2}{4}\right) + T_s \quad (4.23)$$

Ahmadi considera também que a placas são isotérmicas e que o escoamento está em regime permanente. O fluido possui propriedades constantes, exceto por sua massa específica, que varia apenas com a temperatura, remetendo à aproximação de Boussineq [10]. Um detalhe importante da proposição feita é que o escoamento deve estar em regime completamente desenvolvido.

4.3 DIMENSIONAMENTO DO DUTO VERTICAL

O dimensionamento de dutos de condução de fumaça de incêndio é descrito na NBR 9077. Antes de mais nada, verifica-se que um dos parâmetros mais importantes para que isso seja feito é a definição no número de andares existentes no prédio em questão. Para isso, é necessário primeiro caracterizar o prédio que irá conter o duto.

Define-se então que o prédio será destinado à prestação de serviços profissionais ou para condução de negócios, recebendo da NBR 9077, portanto, a classificação de grupo D-1 quanto à sua ocupação. Será um edifício medianamente alto, com altura de 15 metros (código N), contendo 5 andares. Quanto às suas dimensões de planta, a área do maior pavimento será considerada pequena (menor que $750 m^2$), adquirindo o código P. Será um prédio com mediana resistência ao fogo (código Y). Considerando o grupo ao qual este prédio se insere (D-1), observa-se que a população será de uma pessoa por $7 m^2$ de área. A norma indica então que a capacidade da unidade de passagem (U^1) para escadas e rampas deve ser de 60 pessoas por minuto. Observando novamente a classificação do grupo deste prédio, indica-se que este tenha apenas uma saída e uma escada do tipo PF (Escada à prova de fumaça). Todas essas informações são obtidas a partir das tabelas apresentadas em anexo na NBR 9077 [2].

Os dutos de ventilação natural devem formar um sistema integrado possuindo um duto de entrada de ar limpo e outro de saída da fumaça provinda do incêndio [2]. O objetivo aqui é dimensionar o duto que permitirá a passagem da fumaça. A norma estabelece que a área de seção mínima do duto deve receber a seguinte relação:

¹ Largura mínima para a passagem de uma fila de pessoas, fixada em 0,55 m. A capacidade de uma unidade é o número de pessoas que passa por esta unidade em um minuto [2].

$$A = 0,105n \quad (4.24)$$

em que n é o número de antecâmaras ventiladas pelo duto. Como o prédio possui 5 andares, a área de seção deveria ser $A = 0,525 \text{ m}^2$. Entretanto, há uma recomendação da norma que indica que esta área não deve ser inferior a $0,84 \text{ m}^2$. Além disso, no caso de duto retangular, deve-se obedecer a proporção máxima de 1:4 entre suas dimensões. O acesso ao duto deve ser feito por um buraco de seção retangular que também obedeça a proporção máxima de 1:4. A área dessa seção também não deve ser inferior a $0,84 \text{ m}^2$. Há ainda a necessidade de se elevar o duto em 3 metros acima do último andar [2].

Considerando a modelagem matemática da convecção natural desenvolvida até aqui, observa-se que a fumaça deve ser descarregada no topo do duto de saída e ar puro deve ser captado em sua base, possuindo uma componente vertical de velocidade predominante. O ar deve entrar no duto por meio de uma abertura cuja seção mínima é de $0,84 \text{ m}^2$. Impõem-se então que esta abertura terá uma seção de $1 \times 1 \text{ m}$. Portanto, o início do duto estará um metro abaixo do teto do primeiro pavimento, tendo seu fim dois metros acima do teto do último pavimento. Sendo assim, a altura do duto de exaustão de fumaça será de 15 metros. A Tabela 4.2 apresenta as dimensões do duto dimensionado a partir de todas as considerações acima descritas.

Tabela 4.2: Dimensões reais do duto

| | |
|---|------|
| Espaço entre paredes: $D \text{ [m]}$ | 0,5 |
| Largura do duto: $L \text{ [m]}$ | 2,0 |
| Altura do duto: $H \text{ [m]}$ | 15,0 |
| Área de seção do duto: $A \text{ [m}^2\text{]}$ | 1,0 |

5. ENSAIO NÚMÉRICO DA CONVECÇÃO NATURAL EM DUTO VERTICAL

Apresenta-se aqui o foco numérico para a avaliação da convecção natural em dutos. Um cenário real de incêndio é apresentado. A partir disso, define-se três estudos de caso para avaliar a eficiência do duto dimensionado. Uma simulação do duto em escala reduzida é feita, além de sua comparação com um experimento envolvendo um duto de mesmas características.

5.1 SOFTWARES DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA E INTRODUÇÃO A MODELOS DE TURBULÊNCIA

As equações que governam a dinâmica dos fluidos, transferência de calor e combustão são complexas. Muitas não possuem soluções analíticas, sendo necessário impor diversas hipóteses simplificadoras para resolvê-las sem a assistência computacional. As simplificações nem sempre apresentam uma boa versão do que ocorre na realidade, sendo, portanto, necessário recorrer aos recursos computacionais para que se tenha uma abordagem correta do problema a ser resolvido.

Softwares especializados em dinâmica dos fluidos computacional (CFD -Computational Fluid Dynamics) amadurecem com o rápido crescimento do poder computacional, guiando o desenvolvimento deste campo na aplicação de problemas de incêndio. Praticamente, boa parte do trabalho nestes softwares é baseado na estrutura da simulação numérica de escoamentos turbulentos via equações médias de Reynolds (RANS – Reynolds Averaged Navier-Stokes). O uso dos modelos de CFD permitiram a descrição de incêndios em geometrias complexas, além da incorporação de uma vasta variedade de fenômenos físicos. Entretanto, esses modelos possuem uma limitação fundamental para aplicação em incêndios: o procedimento de cálculo da média na raiz do modelo das equações [11].

Os modelos RANS foram desenvolvidos como uma aproximação média temporal para as equações de conservação da dinâmica dos fluidos. Enquanto a natureza precisa dessas médias não são especificadas, é clara a necessidade de se introduzir coeficientes de transporte de turbilhões que descrevem a falta de solução associados aos fluxos de massa, momento e energia. O menor comprimento de escala resolvível é determinado pelo produto da velocidade local por um tempo médio ao invés da resolução espacial da grade computacional subjacente. Essa propriedade é usualmente explorada computacionalmente usando técnicas numéricas implícitas para se dar largos passos de tempo. Infelizmente, a evolução de largas estruturas características de turbilhões de muitas plumas de incêndio é perdida com essa aproximação, assim como a predição de eventos transientes locais [11].

Um modelo alternativo ao RANS é a simulação de grandes escalas (LES – Large Eddy Simulation). As grandes escalas, consideradas como os vórtices que contém energia, são calculadas diretamente. As

pequenas escalas utilizam modelos de escala de sub-malha. Neste caso, a formulação é necessariamente transiente e tridimensional [12]. A aplicação das técnicas do modelo LES para simulações de incêndio é destinada a extrair uma fidelidade espacial e temporal melhor do que ocorre nas simulações que usam o modelo RANS. A ideia básica por trás da técnica LES é que os turbilhões que contribuem mais significativamente para a mistura do fluido são grandes o suficiente para serem calculados com uma boa acurácia a partir das equações governantes [11].

Há ainda mais um tipo de modelagem de turbulência a ser considerado: A simulação numérica direta (DNS – Direct Numerical Simulation). Nesse tipo de simulação, as equações de Navier-Stokes tridimensionais e transientes são resolvidas sem modelagem, em malhas bastante refinadas e com passos de tempo bem pequenos, a fim de capturar toda a gama de escalas turbulentas. Esta é a técnica mais natural para resolver o escoamento turbulento. Considerando que a turbulência é qualificada por um grande número de escalas temporais e espaciais, as quais aumentam rapidamente com o número de Reynolds, torna-se inviável do ponto de vista prático a utilização da simulação direta DNS. Desse modo, as simulações RANS e LES tornam-se melhores alternativas de predição numérica [12]. A Figura 5.1 mostra uma comparação entre o grau de modelagem do problema e o custo computacional necessário para os três modelos de turbulência apresentados.

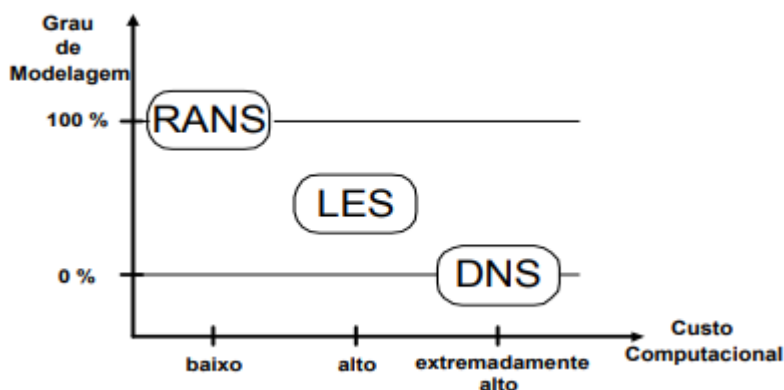


Figura 5.1: Grau de modelagem comparado ao custo computacional de modelos turbulência

Referência: [12]

5.1.1 Apresentação do FDS

Observando que é mais adequado, na simulação de incêndios, a utilização de softwares que apresentem a abordagem LES para a modelagem da turbulência, definiu-se que o software utilizado seria o FDS (Fire Dynamics Simulator).

O FDS é um programa desenvolvido pelo NIST (National Institute of Standards and Technology) na linguagem de programação Fortran que resolve as equações governantes da dinâmica dos fluidos. A produção de imagens e animações dos resultados fica a cargo de um outro programa, chamado Smokeview, escrito em C/OpenGL.

O FDS é um software de CFD para escoamentos causados pela presença de fogo. O modelo resolve numericamente uma forma das equações de Navier-Stokes apropriada para escoamentos de baixa velocidade termicamente conduzidos, com ênfase em fumaça e transferência de calor a partir de incêndios. As derivadas parciais das equações de conservação de massa, momento e energia são aproximadas por diferenças finitas, e a solução é atualizada no tempo em uma rede tridimensional retilínea. Radiação térmica é computada usando uma técnica de volume finito na mesma rede aonde o escoamento é resolvido. Partículas lagrangianas são usadas para simular o movimento da fumaça e descarga de sprinkler [11].

5.1.2 Quantificação do refinamento da malha

As malhas padrões no FDS são constituídas por paralelepípedos retangulares. Para se ter uma ideia da dimensão que cada célula deve ter para se gerar uma malha mais ou menos refinada, utiliza-se a relação $D^*/\delta x$. Nessa relação, δx é o comprimento característico da célula e D^* é o diâmetro de fogo, calculado de acordo com a Eq. (5.1). Quanto maior o valor dessa razão, mais refinada é a malha, ou seja, mais células a malha possui.

$$D^* = \left(\frac{\dot{Q}}{\rho_\infty c_p T_\infty \sqrt{g}} \right)^{2/5} \quad (5.1)$$

O símbolo \dot{Q} é a taxa de calor liberado e c_p é o calor específico do fluido. Experiências anteriores indicam que uma razão $D^*/\delta x$ com valor entre 5 e 10 geralmente produz resultados favoráveis a um custo computacional moderado [13].

É possível fazer uma avaliação a posteriori da qualidade da malha. Para isso, utiliza-se uma medida de resolução de turbulência M calculada de acordo com a Eq. (5.2) [14]. Para casos de turbulência isotrópica, Pope define que $M < 20\%$.

$$M = \frac{\langle k_{sgs} \rangle}{\langle TKE \rangle + \langle k_{sgs} \rangle}, \quad (5.2)$$

de modo que esse parâmetro é calculado a partir da energia cinética obtida do campo de velocidade resolvido TKE e filtrado k_{sgs} . A energia do campo de velocidades resolvido \tilde{u}_i é definido pela relação $TKE = (\tilde{u}_i - \langle \tilde{u}_i \rangle)(\tilde{u}_i - \langle \tilde{u}_i \rangle)/2$. Já a energia do campo de velocidade filtrada \hat{u}_i é estimado a partir do modelo de viscosidade turbulenta de Deardorff: $k_{sgs} \approx (\tilde{u}_i - \hat{u}_i)(\tilde{u}_i - \hat{u}_i)/2 = (\mu_t/(\rho C_v \Delta))^2$. Nesta equação, Δ é o filtro e μ_t é a viscosidade turbulenta. É possível calcular os valores de TKE com os valores de velocidade obtidos da simulação. Além disso, o FDS possui parâmetros que retornam os valores de K_{sgs} ao longo do tempo.

5.2 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DO DUTO VERTICAL

Uma simulação numérica do duto dimensionado na seção 4.4 foi feita utilizando o FDS. A construção do cenário da simulação foi baseada em um estudo feito pela BRE (Building Research Establishment). Esta instituição é uma referência mundial na ciência de construções de edificações e áreas afins. Sua missão é aperfeiçoar as edificações e suas infraestruturas por meio da geração de conhecimento através de pesquisas. Essas pesquisas são usadas com o intuito de desenvolver uma série de produtos, serviços, normas e qualificações que são usadas ao redor do mundo com o objetivo de trazer mudanças positivas para o ambiente dos prédios.

Nesse estudo realizado pela BRE, construiu-se um cenário a partir de um contexto muito parecido com o contexto utilizado aqui para dimensionar o duto a partir da NBR 9077. Esse cenário apresenta uma condição de incêndio em um prédio de cinco andares. O incêndio ocorre no primeiro pavimento, e a fumaça é propagada até o último andar. A geometria modelada por [15] consistia de um corredor de 15 metros de comprimento por 2,1 metros de largura. Ao final desse corredor, existe um compartimento, acessado através de uma porta, que possui em seu interior o queimador que gera a fumaça. Esse queimador possui uma potência de 0,18MW, distribuídos em uma área de 0,2x0,2 metros. No meio do corredor, posicionou-se uma caixa de escadas de cinco pavimentos. Cada pavimento possui 3 metros de altura. Essa caixa de escadas possui aproximadamente 17 metros de altura, 10 metros de comprimento e 2,5 metros de profundidade. Seu acesso para o corredor também se dá por meio de uma porta. Ambas as portas, tanto a de acesso ao compartimento de fogo, quanto a de acesso à caixa de escada, possuem uma abertura de 0,2 metros. Duas aberturas com 1,5x2 metros de seção foram posicionadas em ambas as extremidades do corredor, assim como uma abertura de mesma seção próxima à caixa de escada. Além disso, colocou-se uma abertura de um metro quadrada na parte superior da escada. A Figura 5.2 apresenta uma planta baixa do cenário feito.

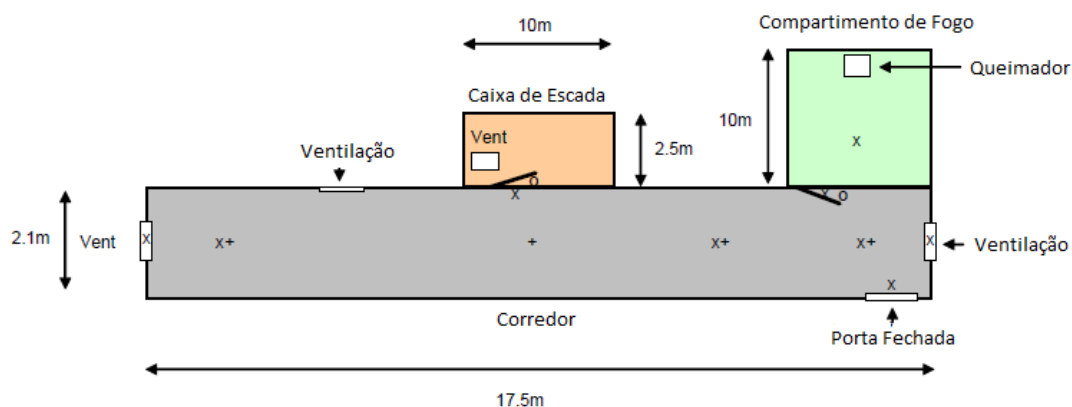


Figura 5.2: Cenário construído pelo estudo do BRE

Referência: [15]

Algumas adaptações foram feitas no cenário descrito acima para que este representasse melhor o objeto de estudo deste trabalho. Transformou-se a caixa de escada em uma antecâmara que deve preceder o acesso à caixa de escada. Acrescentou-se uma porta na antecâmara afim de permitir o acesso

à escada. Essa antecâmara terá dimensões de 6 metros de comprimento, 2,5 metros de largura e 3 metros de altura. Sua função é captar a fumaça que vem do corredor por meio de um duto de exaustão, impedindo sua entrada na caixa de escada. Essa fumaça é conduzida através do duto por meio da convecção natural. Sendo assim, três estudos de caso foram realizados para avaliar a eficiência da vazão de fumaça que sai pelo duto de exaustão: O primeiro considera a colocação de um duto exaustão e um duto de tomada de ar exterior; No segundo, posiciona-se apenas um duto de exaustão na antecâmara; O terceiro, assim como o primeiro, possui um duto de exaustão e um duto de tomada de ar. A diferença é que o comprimento do duto de exaustão será extrapolado, para que os efeitos de estratificação sejam avaliados.

Outra modificação do cenário apresentado pelo BRE feita para o estudo em questão foi considerar que as portas de acesso ao compartimento de fogo e à antecâmara estavam completamente abertas. Essa ponderação é justificada pela motivação de considerar o pior cenário possível, no qual uma grande quantidade de fumaça penetra a antecâmara.

Sensores de medição de velocidade foram colocados na entrada do duto de exaustão e na entrada do duto de tomada de ar externo (quando este estiver presente na simulação). Esses sensores foram posicionados no centro de cada uma das tomadas de ar, da sua altura mais baixa até a mais alta. Desse modo, será possível fazer verificar a quantidade de fumaça que passa pela entrada do duto de exaustão e a quantidade de ar puro que entra pelo duto de entrada de ar exterior, podendo-se avaliar então a eficiência de captação de fumaça do duto de exaustão. Colocou-se também sensores de temperatura e velocidade na porta de entrada da antecâmara e na porta de acesso à escada.

5.2.1 Estudo de caso 1: Antecâmara com duto de exaustão e duto de tomada de ar externo

Neste estudo de caso, colocou-se na antecâmara um duto responsável pela exaustão dos gases de fumaça que entrarem nesse ambiente, advindo do corredor. O acesso a este duto é localizado próximo ao teto. Colocou-se também um outro duto, paralelo ao duto de exaustão, responsável por captar o ar limpo do ambiente externo. O duto de tomada de ar possui as mesmas dimensões do duto de exaustão. O acesso a este duto é próximo ao chão. Os acessos a ambos os dutos terão seção de 1x1 metro, obedecendo a norma. A Figura 5.3 apresenta uma planta baixa desse cenário.

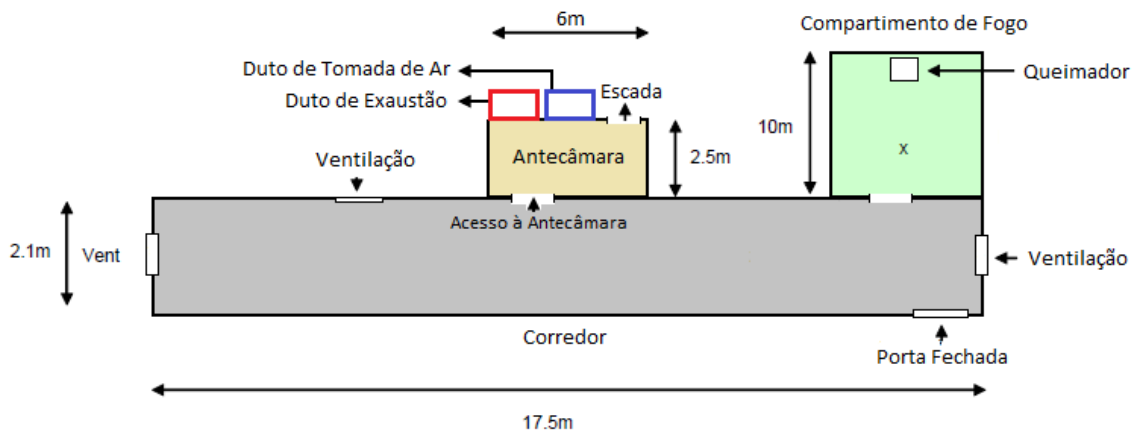


Figura 5.3: Representação do cenário dos estudos de caso 1 e 3

Apesar de que todo o ambiente deve ser simulado, o lugar de maior interesse é o duto de exaustão. Esse é o elemento do sistema que possui a malha mais refinada pelo fato de ser o objeto em estudo desse trabalho. Sua geometria foi definida de acordo com a norma NBR 9077 e é apresentada na tabela Tabela 4.2. Sendo assim, as dimensões deste duto são de 0,5x2,0x15,0 metros. Para tanto, foram construídas duas paredes paralelas, distante entre si a uma distância D igual a 0,5 metros. As outras duas paredes que fecham o duto, além de sua base, são a delimitação do domínio computacional da simulação. A Figura 5.4 apresenta uma representação da geometria do duto de exaustão simulado, além de algumas de suas características construtivas. É importante evidenciar as aberturas existentes ao longo de sua extensão. Eles representam as entradas de fumaça das antecâmaras presentes nos outros andares.

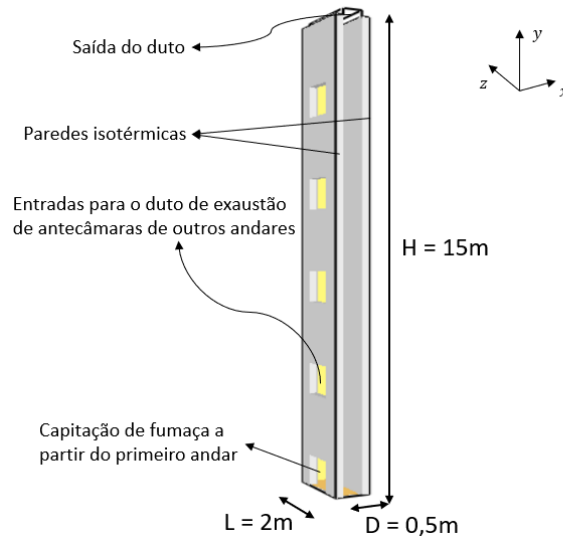


Figura 5.4: Geometria do duto de exaustão dos estudos de caso 1 e 2

Foram utilizadas 4 malhas para construir a geometria do duto. A primeira malha (malha 1) representará a parte interna do duto. Por isso, essa é a principal malha e a que merece o maior refinamento. Duas malhas idênticas (malhas 2 e 3) foram criadas, de modo que cada uma representa uma parede, feitas de tijolos. Criou-se buracos de seção retangular de 1 m^2 em uma das paredes para representar as tomadas de fumaça existentes nas antecâmaras dos outros andares. Por fim, criou-se uma

malha na parte superior do duto (malha 4) para garantir que a fumaça saia e não atrapalhe a análise do escoamento em seu interior. A Figura 5.5 ilustra as quatro malhas que compõem o duto de exaustão.

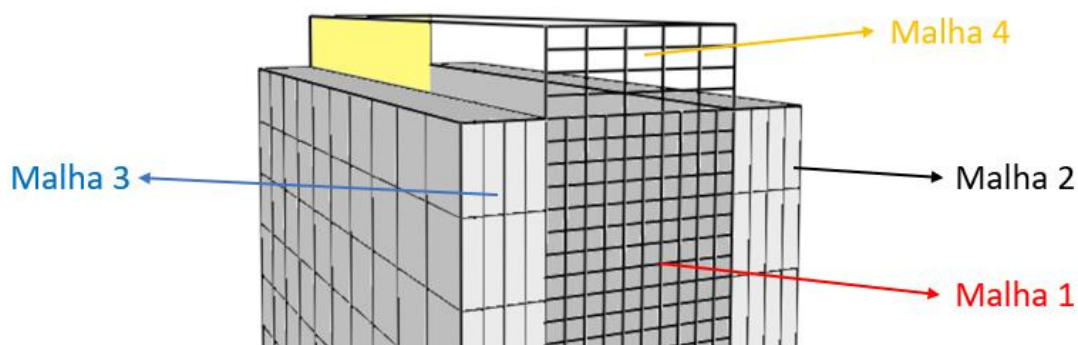


Figura 5.5: Malha do duto de exaustão dos estudos de caso 1,2 e 3

A malha 1, que gera o espaço no interior do duto, é responsável por calcular o escoamento. Essa malha terá 135.751 nós. As células que a compõem têm dimensões de 5,0x5,0x5,0 centímetros. Sendo assim, o comprimento característico dessa célula δx é igual a 5,0 cm. O diâmetro de fogo foi calculado de acordo com a Eq. (5.1) e seu valor foi de $D^* = 0,48$. A razão $D^*/\delta x$ obtida para essa malha foi aproximadamente igual a 10, o que indica um bom grau de refinamento capaz de gerar resultados favoráveis, de acordo com [13].

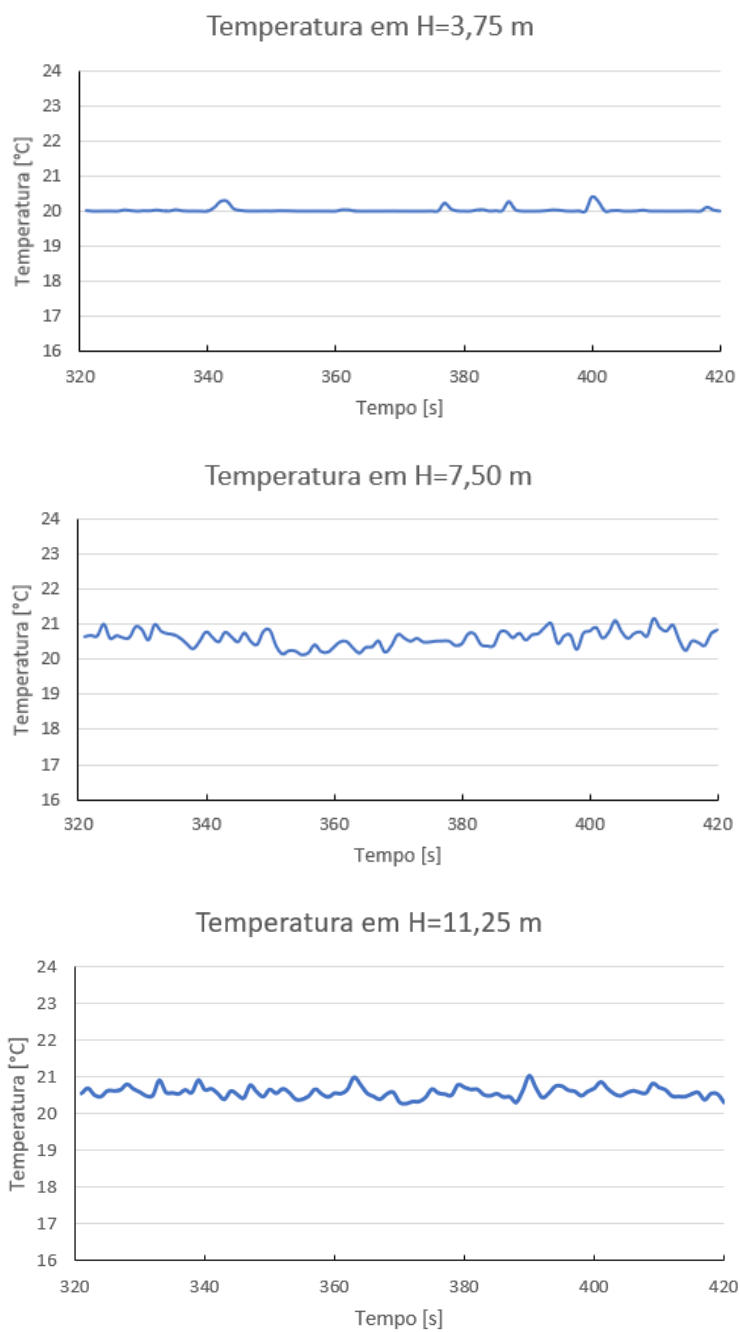
As paredes também devem ser caracterizadas. De acordo com a norma, essas paredes devem ter isolamento e inércia térmica equivalentes, no mínimo, a uma parede de tijolos maciços, rebocada, de 15 cm de espessura para as dimensões do prédio em questão [2]. Levando em conta tal espessura de parede, é coerente considerar que estas paredes são isotérmicas. Considerando o clima de Brasília, adotou-se que a temperatura do ar externo ao duto seria de 20°C. Sendo assim, esta também será a temperatura de parede.

Sensores virtuais que medem temperatura e velocidade foram colocados em quatro diferentes alturas equidistantes, nomeadas da seguinte maneira: $H_1 = 3,75\text{ m}$, $H_2 = 7,50\text{ m}$, $H_3 = 11,25\text{ m}$ e $H_4 = 15,00\text{ m}$. Em cada uma dessas alturas, posicionou-se 6 sensores de temperatura e velocidade equidistantes uns dos outros em uma linha na direção x , no intervalo de $0,1 < D < 0,4$ metros. Sensores de temperatura e velocidade também foram colocados em ambas as paredes, nessa mesma linha. Mediu-se as componentes de velocidade em todos os eixos. Foram capturados também valores relativos à energia cinética de submalha, parâmetro usado para calcular a resolução de turbulência da malha.

Simulou-se uma situação de queima durante 7 minutos (420 segundos), utilizando potência máxima da fonte desde o início da simulação. Desse modo, há tempo para a fumaça sair do ambiente de queima, percorrer o corredor, adentrar a antecâmara e entrar em regime de escoamento permanente ao longo de toda a extensão do duto.

A partir dos resultados obtidos, construiu-se gráficos do comportamento da temperatura ao longo do tempo, em todas as alturas de medição, em um ponto central do duto. Considerou-se que o regime de

escoamento dentro do duto já está permanente após 320 segundos após o início da simulação. A Figura 5.6 mostra, em todas as alturas, que não há grandes variações na temperatura no intervalo de tempo considerado, indicando que o regime permanente pode ser considerado.



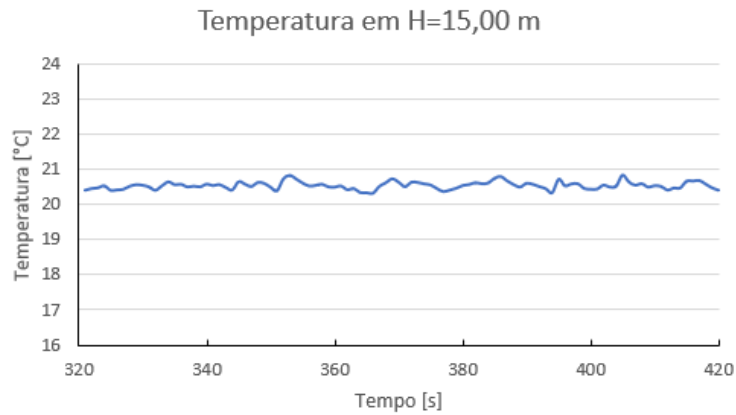


Figura 5.6: Comportamento da temperatura em todas as alturas de medição do estudo de caso 1

Sendo assim, esse foi o intervalo de tempo considerado para tomar as medidas de temperatura e velocidade que irão compor a análise deste estudo. A Tabela 5.1 apresenta os valores médios de temperatura \bar{T} , de T_{∞} e da componente vertical de velocidade \bar{v} capturado pelos sensores nas quatro alturas consideradas.

Tabela 5.1: Valores médios das variáveis medidas para cada altura no estudo de caso 1

| H [m] | \bar{T} [°C] | T_{∞} [°C] | \bar{v} [m/s] |
|---------|----------------|-------------------|-----------------|
| 3,75 | 20,34 | 20,06 | 0,29 |
| 7,50 | 20,49 | 20,62 | 0,39 |
| 11,25 | 20,43 | 20,58 | 0,34 |
| 15,00 | 20,40 | 20,54 | 0,36 |

Algumas propriedades do escoamento também foram obtidas a partir das temperaturas no centro do duto em cada altura. Observando que a variação de temperatura no infinito seria quase a mesma para todas as alturas, decidiu-se usar uma temperatura média no centro do duto \bar{T}_{∞} para a determinação dessas propriedades, retiradas através das tabelas em anexo em [4]. Destaca-se que para fazer a média de \bar{T}_{∞} , desconsiderou-se o seu valor obtido em H_1 . A Tabela 5.2 apresenta essas propriedades, nas respectivas alturas.

Tabela 5.2: Propriedade do fluido no estudo de caso 1

| T_0 [K] | \bar{T}_{∞} [K] | β [1/K] | ρ [kg/m ³] | α [m ² /s] | ν [m ² /s] | Pr |
|-----------|------------------------|---------------|-----------------------------|------------------------------|---------------------------|------|
| 293,00 | 293,58 | 3,41E-03 | 1,20 | 2,07E-05 | 1,52E-05 | 0,73 |

Dessa forma, foi possível calcular alguns números adimensionais para cada altura, tais como Ra_H , Ra_D , Gr e Re_H . A Tabela 5.3 apresenta esses resultados.

Tabela 5.3: Números adimensionais do estudo de caso 1

| H [m] | Ra_H | Ra_D | Gr | Re_H |
|---------|----------|----------|----------|----------|
| 3,75 | 3,56E+08 | 8,45E+05 | 4,87E+08 | 7,17E+04 |
| 7,50 | 2,76E+10 | 8,17E+06 | 3,77E+10 | 1,93E+05 |
| 11,25 | 8,80E+10 | 7,73E+06 | 1,20E+11 | 2,52E+05 |
| 15,00 | 1,93E+11 | 7,16E+06 | 2,65E+11 | 3,56E+05 |

As vazões de fumaça que entram no duto de exaustão foram calculadas a partir da velocidade média obtida pelos sensores de velocidade existentes em sua entrada e considerando a seção de 1 m^2 de sua tomada de ar. Observando que a massa específica para a fumaça nessas condições é obtida a partir da Tabela 5.2, obteve-se como resultado uma vazão mássica de fumaça de $V_{fumaça} = 0,38\text{ kg/s}$. A vazão mássica de ar que entra por meio do duto de tomada de ar exterior foi também obtida da mesma maneira e seu valor foi de $V_{ar} = 0,01\text{ kg/s}$.

É interessante destacar que a temperatura da fumaça na parte superior da porta de acesso à antecâmara foi de $T_{ac} = 26,3^\circ\text{C}$. Esse resultado é consistente com as simulações feitas por [15], que apresenta valores de temperatura de fumaça iguais a $T_{BRE} = 26,9^\circ\text{C}$ para condições parecidas de ventilação no corredor.

5.2.2 Estudo de caso 2: Antecâmara somente com duto de exaustão de fumaça

Objetiva-se neste estudo de caso investigar como se comporta a exaustão de fumaça através do duto se o duto de tomada de ar exterior é retirado do sistema. Portanto, o cenário do estudo de caso 1 é praticamente todo mantido. A diferença é que agora o duto de tomada de ar exterior presente na antecâmara foi retirado. Desse modo, a antecâmara possui apenas o duto de exaustão dos gases de fumaça. A Figura 5.7 ilustra com uma planta baixa esse cenário.

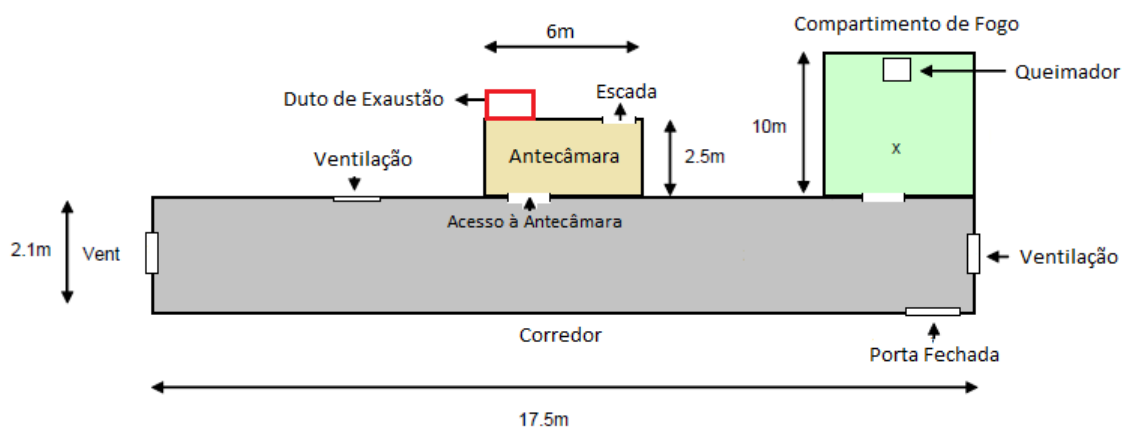
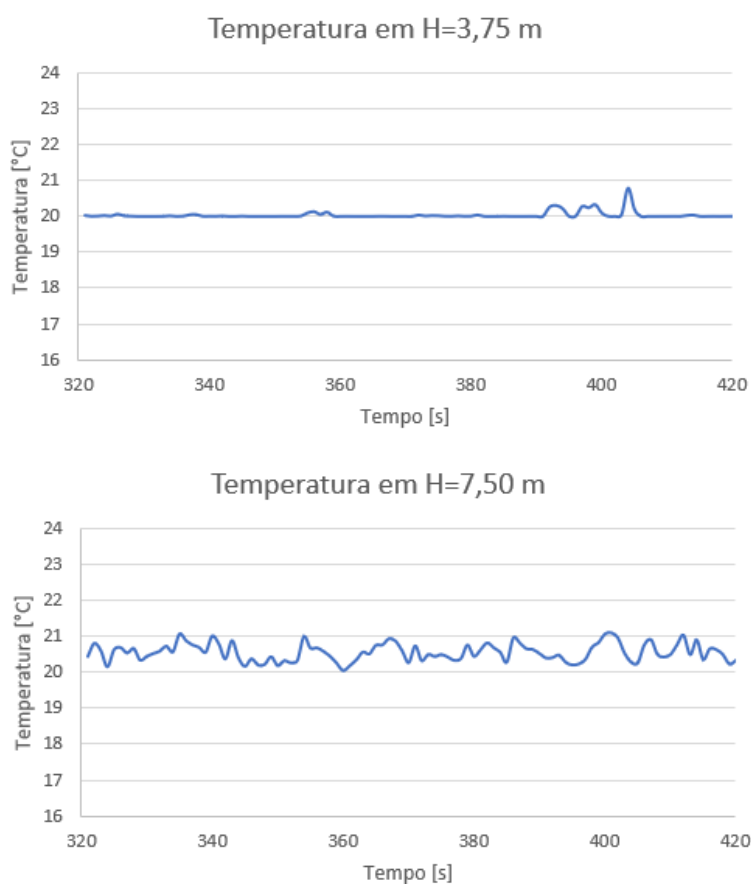


Figura 5.7: Representação do cenário do estudo de caso 2

Conforme foi feito no estudo de caso 1, apesar da necessidade de se montar uma malha para todo o cenário, o elemento de maior interesse é o duto de exaustão. Sendo assim, deve-se observar que o duto de exaustão de fumaça aqui simulado é o mesmo do duto simulado no estudo de caso 1. Desse modo,

sua geometria é de 0,5x2,0x15,0 metros e pode ser observada pela Figura 5.4. Além disso, a malha usada em sua construção já foi descrita no tópico anterior e seus detalhes podem ser vistos na Figura 5.5. Vale lembrar que a malha do interior do duto, sendo a mais importante de todas, terá células de dimensões 5,0x5,0x5,0 cm, além de ter 135.751 nós. Os detalhes construtivos desse duto também já foram detalhados, lembrando que foi imposta a condição de parede isotérmica, cuja temperatura é de 20°C. Lembra-se também que sensores de temperatura e velocidade foram colocadas em quatro alturas diferentes. Ao total, 6 sensores foram colocados no meio do duto, dispostos em linha. Colocou-se também um sensor de temperatura e outro de velocidade em cada parede. Da mesma forma que no estudo de caso 1, simulou-se uma situação de queima de 7 minutos (420 segundos). O intuito disso era garantir o regime de escoamento permanente dentro do duto.

A partir do que se colheu dos dados medidos pelos sensores, fez-se um gráfico do comportamento da temperatura ao longo do tempo em todas as alturas, em um ponto central do duto. Como feito anteriormente, considerou-se que o regime de escoamento dentro do duto já esteja permanente após 320 segundos após o início da simulação. Sendo assim, como se vê na Figura 5.8, não há grandes variações de temperatura ao longo dos 100 últimos segundos de simulação, em todas as alturas.



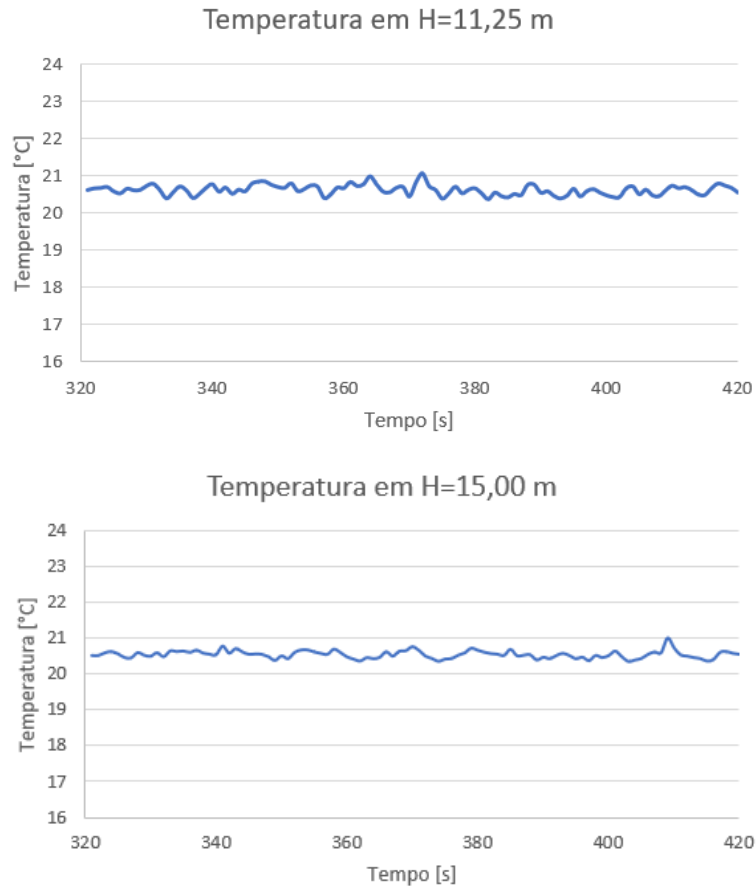


Figura 5.8: Comportamento da temperatura em todas as alturas de medição do estudo de caso 2

Desse modo, esses 100 últimos segundos foi o intervalo de tempo usado para computar os valores de temperatura e velocidade que compõem este estudo de caso. A Tabela 5.4 apresenta os valores médios de temperatura \bar{T} , de T_{∞} e da velocidade \bar{v} apresentados pelos sensores nas quatro alturas consideradas.

Tabela 5.4: Valores médios das variáveis medidas para cada altura no estudo de caso 2

| H [m] | \bar{T} [°C] | T_{∞} [°C] | \bar{v} [m/s] |
|---------|----------------|-------------------|-----------------|
| 3,75 | 20,32 | 20,07 | 0,31 |
| 7,50 | 20,51 | 20,61 | 0,40 |
| 11,25 | 20,47 | 20,63 | 0,38 |
| 15,00 | 20,41 | 20,56 | 0,39 |

As propriedades do escoamento também foram obtidas a partir das temperaturas no centro do duto de cada altura. Conforme ocorrido no estudo de caso 1, obteve-se variações de temperatura quase iguais para todas as alturas. Da mesma forma, decidiu-se usar uma temperatura média no centro do duto $\bar{T}_{\infty} = 20,60^{\circ}\text{C}$. Para isso, desprezou-se o valor obtido para H_1 por ser muito discrepante. Novamente, as propriedades foram retiradas de [4]. Essas propriedades são vistas na Tabela 5.5.

Tabela 5.5: Propriedade do fluido no estudo de caso 2

| T_0 [K] | \bar{T}_{∞} [K] | β [1/K] | ρ [kg/m ³] | α [m ² /s] | ν [m ² /s] | Pr |
|-----------|------------------------|---------------|-----------------------------|------------------------------|---------------------------|------|
|-----------|------------------------|---------------|-----------------------------|------------------------------|---------------------------|------|

| | | | | | | |
|--------|--------|----------|------|----------|----------|------|
| 293,00 | 293,60 | 3,41E-03 | 1,20 | 2,07E-05 | 1,52E-05 | 0,73 |
|--------|--------|----------|------|----------|----------|------|

Repetindo o que foi feito no estudo de caso 1, calculou-se os números adimensionais de Ra_H , Ra_D , Gr e Re_H para cada altura. A Tabela 5.6 mostra esses resultados.

Tabela 5.6: Números adimensionais do estudo de caso 2

| H [m] | Ra_H | Ra_D | Gr | Re_H |
|---------|----------|----------|----------|----------|
| 3,75 | 3,96E+08 | 9,39E+05 | 5,42E+08 | 7,67E+04 |
| 7,50 | 2,74E+10 | 8,12E+06 | 3,75E+10 | 1,98E+05 |
| 11,25 | 9,52E+10 | 8,36E+06 | 1,30E+11 | 2,82E+05 |
| 15,00 | 2,00E+11 | 7,42E+06 | 2,74E+11 | 3,86E+05 |

Conforme feito no estudo de caso 1, calculou-se também as vazões mássicas de fumaça que entram no duto de exaustão. O resultado obtido foi de $V_{fumaça} = 0,38 \text{ kg/s}$. Como este estudo de caso não considera a existência de um duto de tomada de ar exterior, não se calculou as vazões de tomada de ar externo. Com relação à temperatura da fumaça que entra na antecâmara, obteve-se um valor de $T_{ac} = 26,5^\circ\text{C}$, novamente um valor próximo ao que se observa em [15].

5.2.3 Estudo de caso 3: Extrapolação do duto de exaustão

A ideia desse estudo de caso é avaliar como ocorre a estratificação da fumaça à medida que esta ganha altura. Desse modo, a concepção de cenário do estudo de caso 1 foi mantida para este estudo de caso. Sendo assim, a antecâmara irá possuir dois dutos: um para a exaustão da fumaça e outro para a tomada de ar externo. Portanto, a Figura 5.3 também representa a planta baixa para este cenário. A diferença é que o duto de exaustão de fumaça será muito mais alto que o duto utilizado no estudo de caso 1.

Conforme dito nos dois estudos de caso anteriores, o duto de exaustão de fumaça é o elemento que se deseja estudar. Desse modo, seu interior possuirá a malha mais refinada se comparada com as outras malhas que compõem o cenário. A geometria usada no duto do cenário 1 será usada como referência para a construção deste duto de exaustão. De acordo com a NBR 9077, a seção do duto deve obedecer a Eq. (4.24). Mantendo-se a mesma seção de duto, verifica-se que esse duto pode atender um prédio de até 9 pavimentos. Considerando que cada andar possui 3 metros, conclui-se que o duto extrapolado terá 27 metros. Portanto, as dimensões do duto extrapolado serão de 0,5x2,0x27,0 metros. Sua construção foi feita da mesma maneira que o duto do estudo de caso 1, possuindo duas paredes paralelas distantes entre si pela distância $D = 0,5$. A sua base e as outras duas paredes são a delimitação do domínio computacional da simulação, da mesma forma como ocorrem no estudo de caso 1. A Figura 5.9 apresenta uma representação da geometria deste duto.

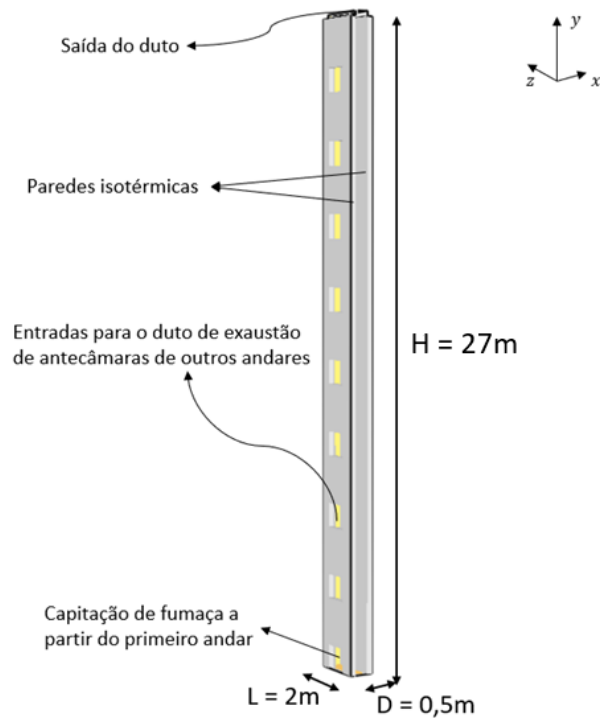


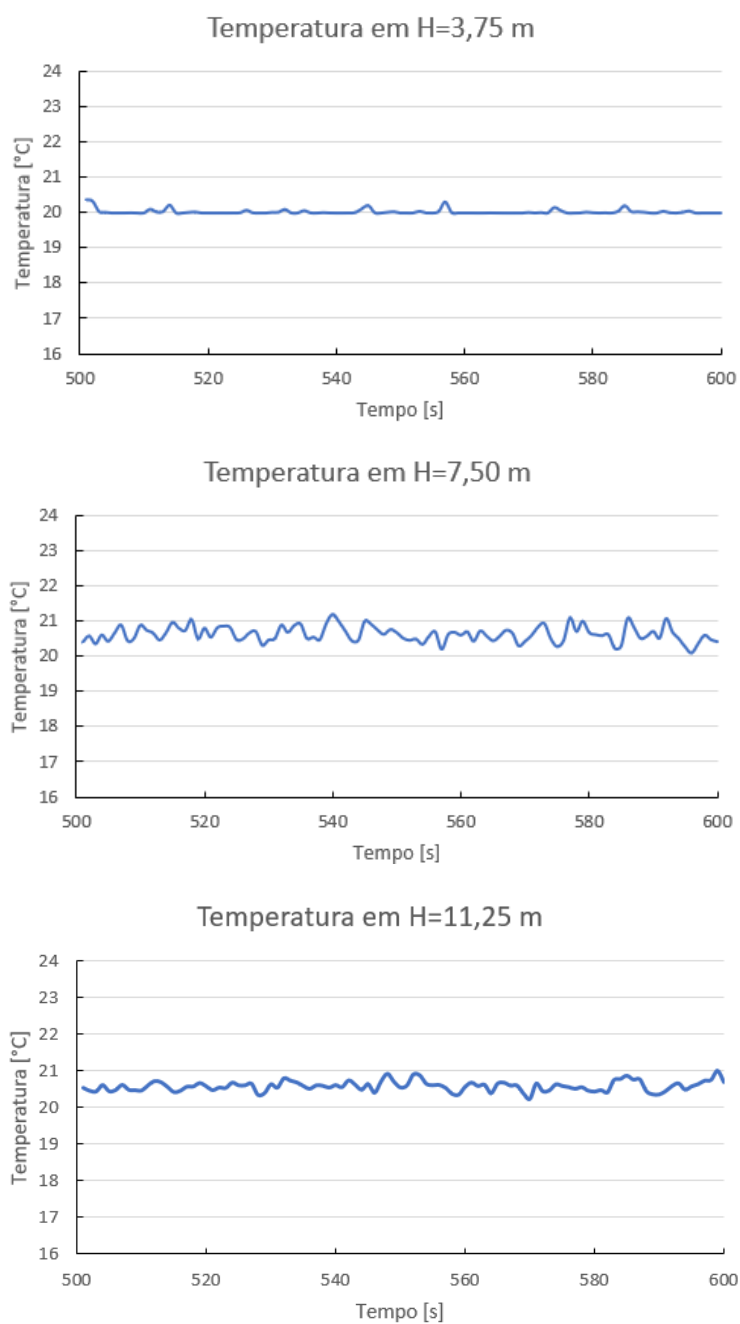
Figura 5.9: Geometria do duto de exaustão do estudo de caso 3

Da mesma maneira como feito no estudo de caso 1, utilizou-se quatro malhas para construir o duto em questão. O procedimento de construção do duto com essas malhas é o mesmo descrito para o duto sem extrapolação. A Figura 5.5 representa a conformação das malhas utilizada para criar a geometria do duto. A malha 1, responsável por gerar o espaço dentro do duto, terá 243.991 nós e células de dimensões de 5,0x5,0x5,0 centímetros. Destaca-se que a razão $D^*/\delta x$ obtida para esse estudo de caso foi igual a 10, igual à razão obtida para os dois estudos de caso anteriores. Sensores que medem temperatura e velocidade foram colocados em sete alturas diferentes, equidistantes: $H_1 = 3,75\text{ m}$, $H_2 = 7,50\text{ m}$, $H_3 = 11,25\text{ m}$ e $H_4 = 15,00\text{ m}$, $H_5 = 18,75\text{ m}$, $H_6 = 22,50\text{ m}$, $H_7 = 26,25\text{ m}$. Como feito no estudo de caso 1, também se posicionou 6 sensores de temperatura e velocidade equidistantes uns dos outros em uma linha na direção x , no intervalo de $0,1 < D < 0,4$ metros. Além disso, nessa mesma linha, sensores de temperatura e velocidade também foram colocados em ambas as paredes. As velocidades foram medidas em todos os eixos. Valores de energia cinética de submalha também foram registrados.

Considerou-se que as paredes também foram construídas por tijolos, podendo estas serem consideradas isotérmicas, com temperatura de 20°C . Simulou-se uma situação de queima durante 10 minutos (600 segundos), utilizando potência máxima da fonte desde o início da simulação. O propósito desse tempo de queima é o mesmo do apresentado nos estudos de caso 1 e 2: Garantir um regime permanente de escoamento dentro do duto.

Como feito anteriormente, com os dados obtidos, construiu-se o gráfico do comportamento da temperatura ao longo do tempo em todas alturas de medição, em um ponto central do duto. Considerou-se que após 500 segundos de simulação, o escoamento dentro do duto já estaria em regime permanente.

A Figura 5.10 mostra que a temperatura se mantém constante ao longo do tempo, em todas as alturas. Isso indica que o regime permanente foi de fato atingido.



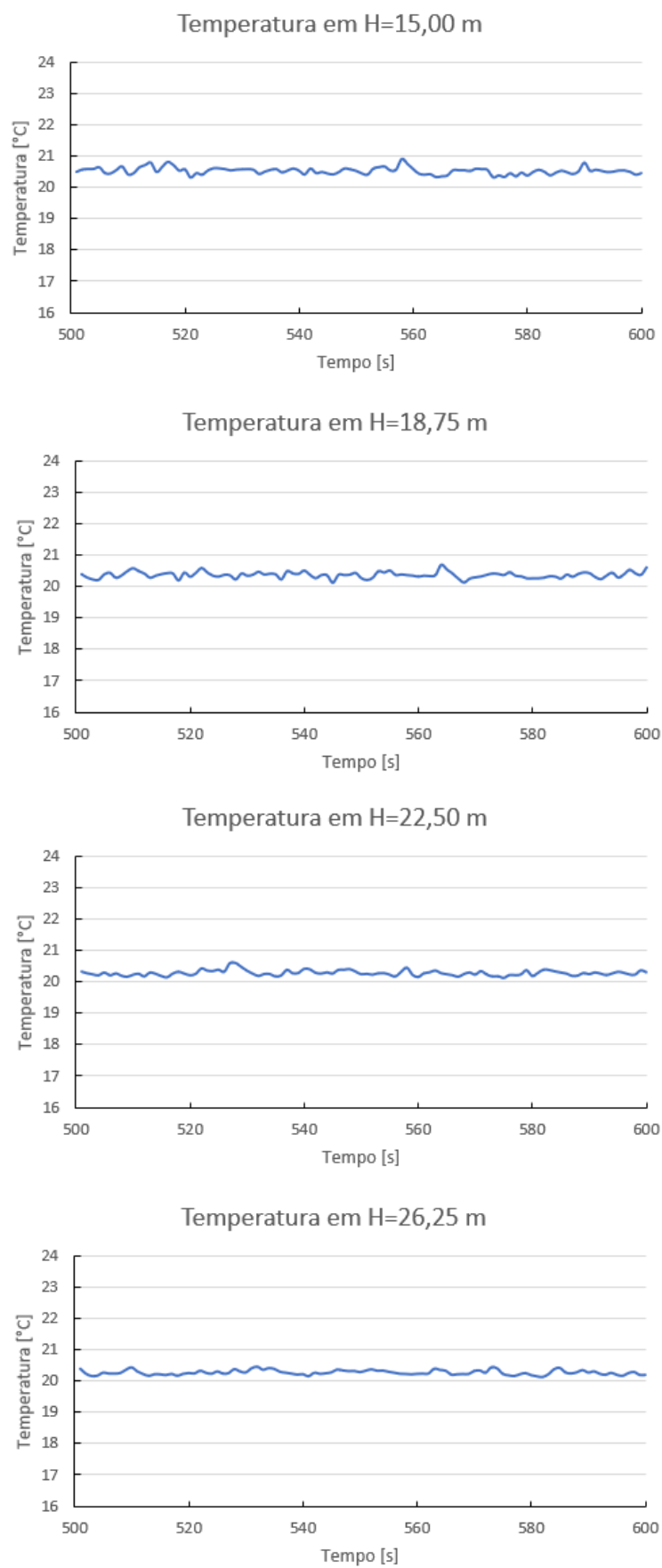


Figura 5.10: Comportamento da temperatura em todas as alturas de medição do estudo de caso 3

Portanto, utilizou-se o intervalo de tempo de 500 a 600 segundos para se obter os valores de velocidade e temperatura deste estudo de caso. A Tabela 5.7 expõe os valores médios de velocidade \bar{v} , T_∞ e temperatura \bar{T} para cada uma das sete em que se teve registro de dados.

Tabela 5.7: Valores médios das variáveis medidas para cada altura no estudo de caso 3

| H [m] | \bar{T} [°C] | T_∞ [°C] | \bar{v} [m/s] |
|---------|----------------|-----------------|-----------------|
| 3,75 | 20,32 | 20,07 | 0,31 |
| 7,50 | 20,53 | 20,66 | 0,41 |
| 11,25 | 20,44 | 20,58 | 0,34 |
| 15,00 | 20,40 | 20,53 | 0,39 |
| 18,75 | 20,28 | 20,39 | 0,38 |
| 22,50 | 20,23 | 20,31 | 0,42 |
| 26,25 | 20,20 | 20,28 | 0,41 |

A partir da temperatura no centro do duto de cada altura, obteve-se as propriedades do escoamento para esse caso. Entretanto, como as variações de temperatura eram quase iguais para todas as alturas, decidiu-se usar uma temperatura média no centro do duto $\bar{T}_\infty = 20,49^\circ\text{C}$, desconsiderando novamente o valor de T_∞ obtido em H_1 . Observando as tabelas em anexo de [4], determinou-se as propriedades do escoamento, apresentadas na Tabela 5.8.

Tabela 5.8: Propriedade do fluido no estudo de caso 3

| T_0 [K] | \bar{T}_∞ [K] | β [1/K] | ρ [kg/m ³] | α [m ² /s] | ν [m ² /s] | Pr |
|-----------|----------------------|---------------|-----------------------------|------------------------------|---------------------------|------|
| 293,00 | 293,49 | 3,41E-03 | 1,20 | 2,07E-05 | 1,52E-05 | 0,73 |

Novamente, calculou-se os números adimensionais de Ra_H , Ra_D , Gr e Re_H para cada altura. A Tabela 5.9 apresenta esses resultados.

Tabela 5.9: Números adimensionais do estudo de caso 3

| H [m] | Ra_H | Ra_D | Gr | Re_H |
|---------|----------|----------|----------|----------|
| 3,75 | 3,96E+08 | 9,38E+05 | 5,41E+08 | 7,67E+04 |
| 7,50 | 3,90E+10 | 8,80E+06 | 4,06E+10 | 2,03E+05 |
| 11,25 | 8,82E+10 | 7,75E+06 | 1,21E+11 | 2,52E+05 |
| 15,00 | 1,90E+11 | 7,02E+06 | 2,59E+11 | 3,86E+05 |
| 18,75 | 2,69E+11 | 5,11E+06 | 3,69E+11 | 4,70E+05 |
| 22,50 | 3,72E+11 | 4,08E+06 | 5,09E+11 | 6,23E+05 |
| 26,25 | 5,32E+11 | 3,68E+06 | 7,28E+11 | 7,10E+05 |

As vazões mássicas de fumaça que penetram o duto também foram calculadas. Obteve-se como resultado uma vazão de $V_{fumaça} = 0,39 \text{ kg/s}$. Neste caso, foi possível calcular também as vazões de tomada de ar exterior, que resultaram em $V_{ar} = 0,02 \text{ kg/s}$. A respeito da temperatura de fumaça que

entra na antecâmara, obteve-se um valor de $T_{ac} = 26,3^{\circ}\text{C}$. Destaca-se que o valor obtido foi igual ao do estudo de caso 1, e muito próximo dos resultados de [15].

5.2.4 Análise comparativa entre os estudos de caso da simulação do duto real

Com os dados e resultados obtidos a partir das simulações dos três estudos de caso, desenvolve-se uma análise comparativa entre essas situações. Para isso, inicia-se a análise comparando os valores de espessura de camada limite obtidos para cada caso. Esses valores foram calculados baseados na Eq. (3.72), em que Campos [9] representa a espessura da camada limite em escoamento com velocidade não nula na região que não é afetada por essa camada limite. Espera-se que essa espessura aumente com o aumento da altura. A Tabela 5.10 apresenta os valores de espessura de camada limite obtida para cada estudo de caso, em todas as suas alturas de medição.

Tabela 5.10: Comparação entre camadas limites dos estudos de caso

| H [m] | Espessura da camada limite δ [mm] | | |
|---------|--|------------------|------------------|
| | Estudo de Caso 1 | Estudo de Caso 2 | Estudo de Caso 3 |
| 3,75 | 207,2 | 201,8 | 201,9 |
| 7,50 | 139,7 | 140,0 | 128,1 |
| 11,25 | 156,8 | 153,8 | 156,7 |
| 15,00 | 171,7 | 170,3 | 172,6 |
| 18,75 | - | - | 197,6 |
| 22,50 | - | - | 218,8 |
| 26,25 | - | - | 233,4 |

Como se pôde ver, as espessuras das camadas limites se comportaram como o esperado, à exceção apenas na altura H_1 , cujos valores se apresentaram muito mais alto do que o previsto. É interessante constatar que esse ponto de medição estava muito perto da entrada de fumaça no duto. Observou-se que a componente u de velocidade ainda não estava nula nesse ponto, causando esse resultado atípico. Vale lembrar que para atingir a condição de escoamento completamente desenvolvido, a camada limite deve possuir um valor igual à $D/2$ [5]. Percebe-se então, ao observar a Tabela 5.10, que em nenhum ponto de nenhum estudo de caso essa condição é atingida. Os valores das camadas limites em cada altura foram bem próximos para os três casos, o que está de acordo com o fato da condição geométrica de escoamento ser muito parecida em todos os casos. No estudo de caso 3, verifica-se que na altura H_7 a espessura da camada limite está quase atingindo a metade do duto e, portanto, a condição de escoamento completamente desenvolvido. Nesse ponto, δ representa 93,3% de $D/2$.

A Eq. (4.21) propõe uma relação que depende apenas das propriedades do fluido e das características geométricas do escoamento para avaliar se o escoamento se encontra em regime completamente desenvolvido. Desse modo, a relação $Ra_D^{1/4} \left(\frac{D}{H} \right)^{1/4}$ deve ser menor que 2 para que o

escoamento esteja na condição de completamente desenvolvido. A Tabela 5.11 apresenta os valores dessa relação para os três estudos de caso, em todas as suas alturas de medição.

Tabela 5.11: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido

| H [m] | Relação $Ra_D^{1/4} \left(\frac{D}{H}\right)^{1/4}$ | | |
|---------|---|------------------|------------------|
| | Estudo de Caso 1 | Estudo de Caso 2 | Estudo de Caso 3 |
| 3,75 | 29,46 | 29,82 | 28,76 |
| 7,50 | 24,77 | 25,08 | 24,19 |
| 11,25 | 22,39 | 22,66 | 21,85 |
| 15,00 | 20,83 | 21,09 | 20,34 |
| 18,75 | - | - | 19,23 |
| 22,50 | - | - | 18,38 |
| 26,25 | - | - | 17,68 |

Como se pode ver na Tabela 5.11, em nenhuma altura de nenhum dos estudos de caso, atinge-se a condição de escoamento completamente desenvolvido, o que concorda com o que se pode constatar a partir da análise da Tabela 5.10. Extrapolando-se os valores de H dessa relação, verifica-se que, para todos os estudos de caso, atinge-se o status de escoamento completamente desenvolvido quando a altura é $H \cong 270$ m. Entretanto, quando se observa a Tabela 5.10, verifica-se que a camada limite tende a atingir a metade do duto em uma altura menor que essa.

Apurou-se então que se pode considerar essa situação como sendo um problema de escoamento sobre uma placa plana vertical independente. Assim, é possível utilizar o perfil de temperatura analítico desenvolvido por Campos para esse tipo de problema, apresentado pela Eq. (3.68). Ahmadi também propõe um perfil de temperatura analítico para situações semelhantes à essa, visualizado na Eq. (4.23). Portanto, é oportuno representar em um gráfico os perfis de temperatura obtidos através dos resultados das simulações, comparando-os com as soluções propostas por Campos e por Ahmadi. Observou-se que um ajuste quadrático modela uma curva que faz uma boa representação dos perfis de temperatura obtidos a partir dos pontos medidos. As Figura 5.11, Figura 5.12 e Figura 5.13 apresentam uma comparação entre os três perfis para todas as alturas dos estudos de caso 1, 2 e 3, respectivamente. Observa-se que os perfis foram representados até a metade do duto. Isso é justificado pelo fato do escoamento ser simétrico. Dessa maneira, apenas três sensores são representados em cada figura. Em cada representação dos sensores, é colocada uma barra de erro vertical, que retrata o desvio padrão médio das temperaturas registradas durante o tempo de aferição de medidas.

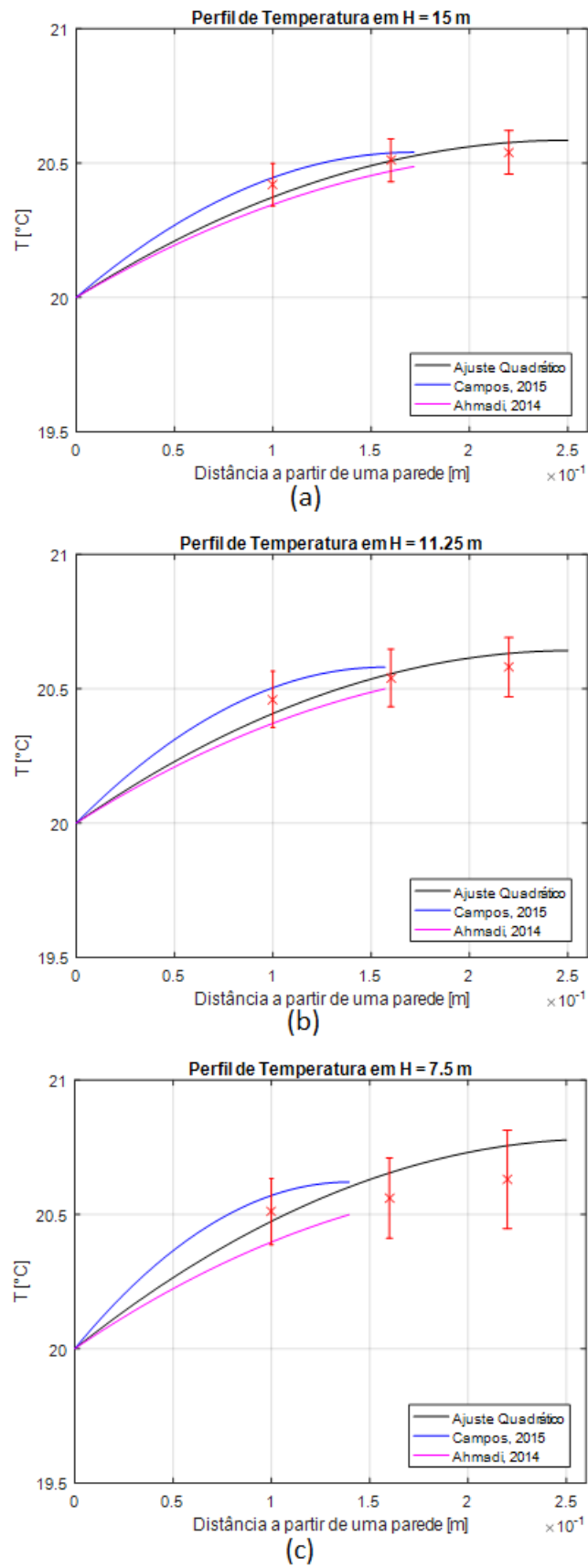


Figura 5.11: Comparação dos perfis de temperatura do estudo de caso 1

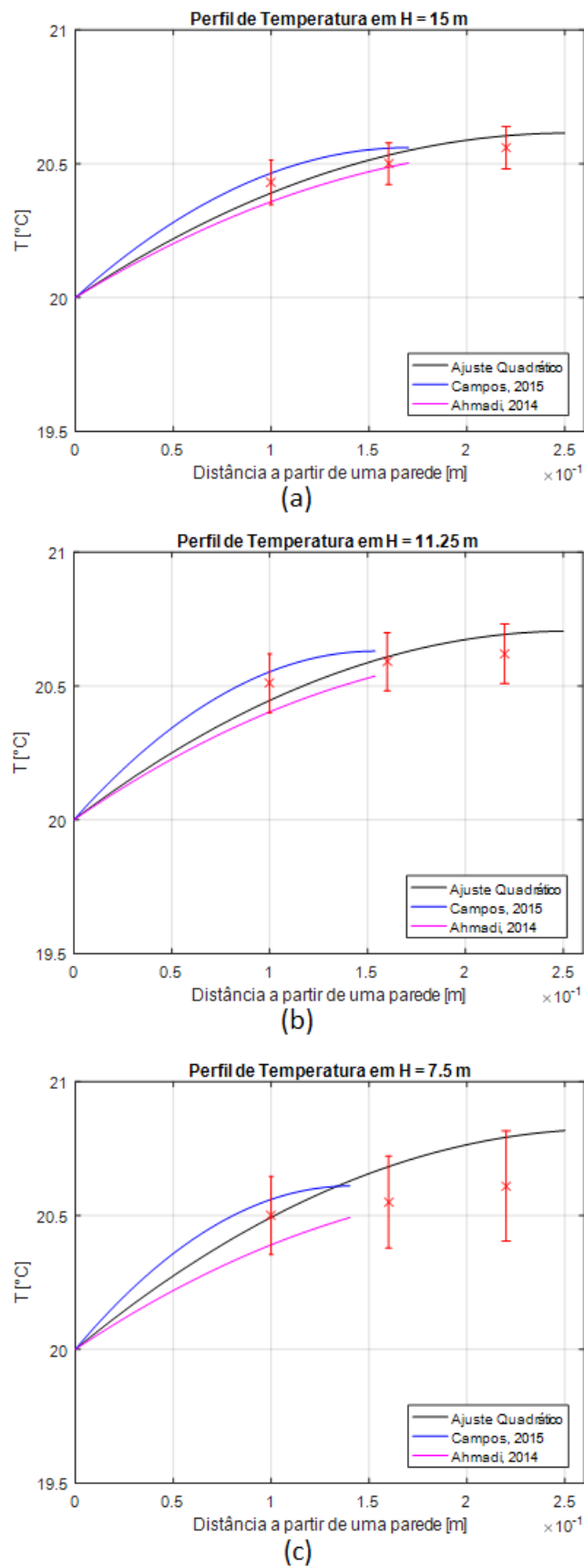


Figura 5.12: Comparação dos perfis de temperatura do estudo de caso 2

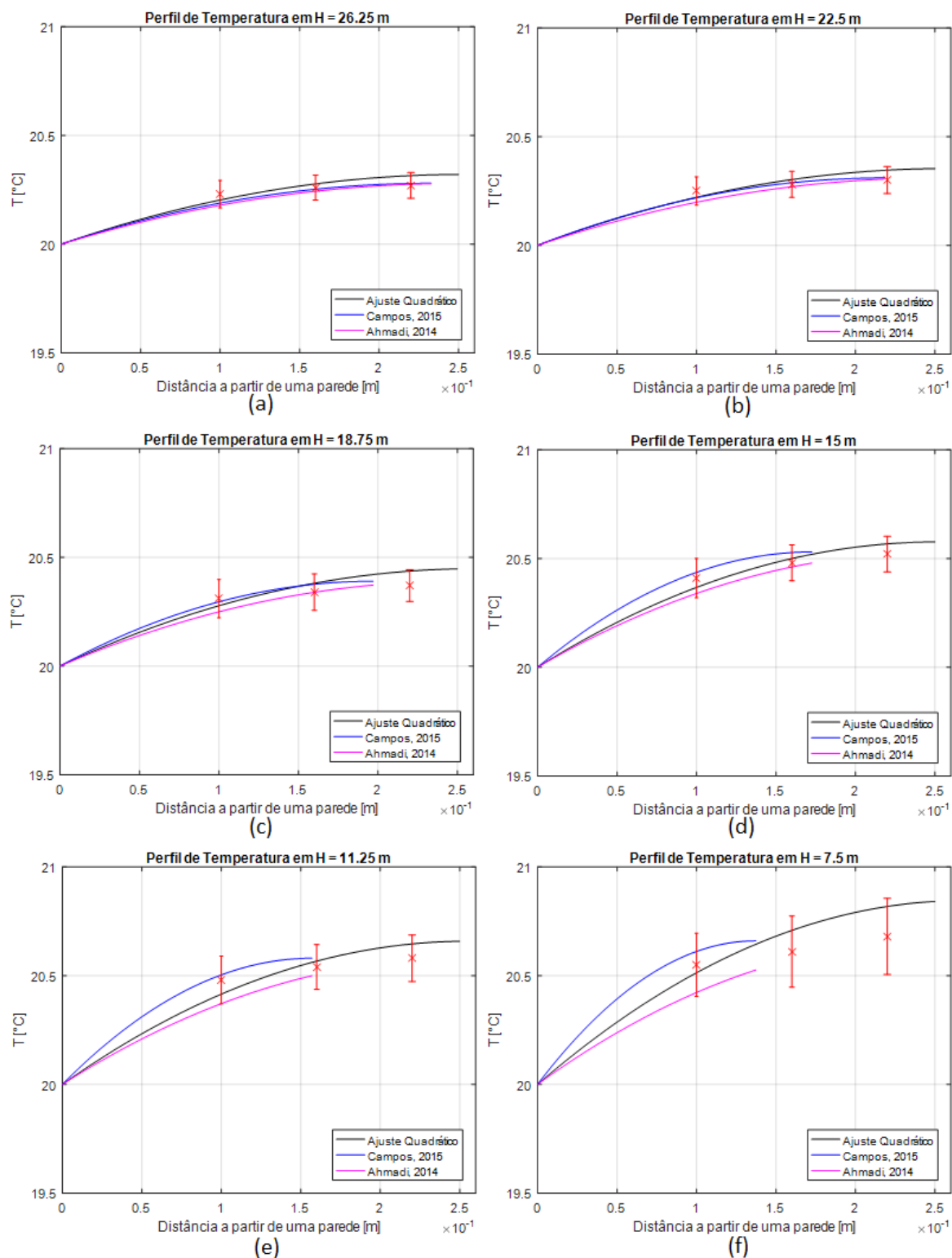


Figura 5.13: Comparação dos perfis de temperatura do estudo de caso 3

Os perfis de temperatura de Campos e Ahmadi foram plotados até os comprimentos da espessura da camada limite δ . Já o perfil feito a partir do ajuste quadrático foi plotado até o valor de $D/2$. Como se vê nas figuras acima, quanto maior é o valor de H , melhor os perfis analíticos propostos tendem a representar o ajuste dos dados obtidos com a simulação.

Os perfis plotados refletem o fato de que à medida que H aumenta, mais próximo o escoamento está de se tornar completamente desenvolvido. É sabido que Ahmadi usa a condição de escoamento completamente desenvolvido para construir seu perfil. Portanto, à medida que o escoamento se aproxima dessa condição, mais próxima a curva obtida a partir da regressão se aproxima deste perfil. O mesmo ocorre com o perfil de Campos, que não considera essa condição para elaborar seu perfil. Mas, considerando que se tem o mesmo problema em mãos, esperava-se que os resultados convergissem quando a condição fosse satisfeita. Apesar do comprimento de escoamento completamente desenvolvido não ter sido alcançado, conforme discutido anteriormente, a camada limite está muito próxima de alcançar a metade do duto na altura H_7 do estudo de caso 3, justificando essa convergência de perfis.

Destaca-se que os perfis de temperatura para $H = 3,75\text{ m}$ não foram representados pelo fato de que os resultados obtidos são muito discrepantes, não representando o que se esperava nesse ponto. Isso é justificado pelo fato de que os sensores presentes nessas alturas estão muito próximos do ponto de captação de fumaça do duto. Como dito anteriormente, observou-se que a componente u da velocidade presente nesse ponto não era nula. Isso acarretou em condições de escoamento que não obedecem às condições de contorno dos perfis propostos por Campos e Ahmadi. Sendo assim, a comparação entre esses perfis não significa muita coisa.

Um importante ponto a ser analisado é o efeito da estratificação sobre a pluma de fumaça. A fumaça perde calor para a parede à medida que sobe o duto. Em certo ponto, sua temperatura irá se igualar à temperatura da parede. Nesse momento, o escoamento não pode mais ser influenciado pelas forças de empuxo geradas a partir de variações no campo massa específica. Lembrando a aproximação de Boussinesq, isso pode ser justificado pelo fato de que a massa específica foi aproximada como sendo apenas função da temperatura. Considerando isso, vem à tona a necessidade de se determinar em que ponto no duto a temperatura da fumaça se iguala à temperatura da parede isotérmica. E Eq. (5.3) apresenta uma relação linear entre a altura do duto e a temperatura do escoamento não perturbado ao longo deste [5].

$$T_{\infty}(y) = T_{\infty_0} + \gamma y \quad (5.3)$$

em que T_{∞_0} é a temperatura do escoamento não perturbado na entrada do duto. Foi possível calcular o γ do escoamento de todos os estudos de caso realizado aqui. Isso foi feito a partir de uma regressão linear dos dados de temperatura no infinito de todas as alturas que possuíam sensor. A partir disso, foi possível fazer uma extrapolação para que fosse determinada a altura em que as temperaturas da parede e do escoamento se iguallassem. A Tabela 5.12 apresenta os valores de γ e da altura máxima H_{max} obtidos para cada estudo de caso.

Tabela 5.12: Resultados de estratificação

| Estudo de caso | γ [K/m] | H_{max} [m] |
|----------------|----------------|---------------|
| 1 | -0,010 | 60,78 |
| 2 | -0,007 | 85,92 |
| 3 | -0,022 | 29,73 |

Vale destacar que os valores da altura H_1 não foram considerados para a determinação de γ . Em tese, as estimativas feitas para H_{max} para o estudo de caso 1 deveria indicar um valor igual ao valor de H_{max} para o estudo de caso 3 pelo fato de que as condições da fumaça na entrada do duto serem as mesmas. Entretanto, observam-se valores relativamente discrepantes. Isso pode ser justificado pelo ajuste feito para a determinação de γ . Observa-se na Tabela 5.7 que o comportamento de T_∞ não é linear. Desse modo, um ajuste exponencial aparenta representar melhor seu comportamento ao longo do duto. Com valores mais coerentes de γ , esses resultados tenderiam a ser mais próximos.

Algo que também deve ser avaliado é se o escoamento está ocorrendo por mecanismos de convecção natural ou forçada. Existe uma relação que compara os números adimensionais de Re e Gr de um escoamento, objetivando identificar se este se dá por meios de convecção natural ou forçada. Essa relação é apresentada pela Eq. (5.4). O escoamento ocorrerá por convecção natural se a inequação apresentada for atendida [16].

$$Gr/Re^2 > 10 \quad (5.4)$$

A partir dos resultados de obtidos, analisou-se essa relação para todas as alturas de todos os estudos de caso. Esses valores são apresentados pela Tabela 5.13.

Tabela 5.13: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento

| H [m] | Relação $\frac{Gr}{Re^2}$ | | |
|---------|---------------------------|------------------|------------------|
| | Estudo de Caso 1 | Estudo de Caso 2 | Estudo de Caso 3 |
| 3,75 | 0,09 | 0,09 | 0,09 |
| 7,50 | 1,01 | 0,96 | 0,99 |
| 11,25 | 1,89 | 1,64 | 1,90 |
| 15,00 | 2,09 | 1,84 | 1,74 |
| 18,75 | - | - | 1,67 |
| 22,50 | - | - | 1,31 |
| 26,25 | - | - | 1,44 |

Como se pode ver, em nenhuma altura de nenhum estudo de caso se atinge a condição apresentada pela Eq. (5.4). Nas situações em que se tem $Gr/Re^2 \approx 1$ os regimes de convecção natural e forçada ocorrem de forma combinadas. A esse evento, é dado o nome de convecção mista [17]. Sendo assim,

conclui-se que mecanismos de convecção forçada também tem sua significância na descrição do escoamento.

Outra análise importante que também deve ser feita é avaliar se a condição de parede isotérmica é de fato válida. Essa análise é feita por meio do número de Biot, que é uma comparação entre a resistência à condução térmica e a resistência à convecção através da camada limite sobre uma superfície qualquer [17]. Desse modo, o número de Biot Bi é definido pela Eq. (5.5).

$$Bi = \frac{hL_c}{k_w} \quad (5.5)$$

em que L_c é o comprimento característico. No caso, esse comprimento característico será a espessura da parede. Conforme já foi especificado e seguindo a orientação da NBR 9077, verifica-se que a parede é feita de tijolos, cujo comprimento característico é igual à 15 centímetros. Os coeficientes de transferência de calor por convecção h para cada altura de cada estudo de caso são vistos na Tabela 5.14.

Tabela 5.14: Coeficiente de transferência por convecção para todos os estudos de caso

| Coeficiente de Transferência por convecção $h [W/m^2 \cdot K]$ | | | |
|--|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $H [m]$ | Estudo de Caso 1 | Estudo de Caso 2 | Estudo de Caso 3 |
| 3,75 | 0,24 | 0,25 | 0,25 |
| 7,50 | 0,36 | 0,36 | 0,37 |
| 11,25 | 0,32 | 0,33 | 0,32 |
| 15,00 | 0,29 | 0,30 | 0,29 |
| 18,75 | - | - | 0,25 |
| 22,50 | - | - | 0,23 |
| 26,25 | - | - | 0,22 |

A partir desses dados, calculou-se um coeficiente de calor médio para todos os estudos de caso para que o número de Biot fosse finalmente calculado.

Tabela 5.15: Número de Biot de cada estudo de caso

| | Estudo de caso 1 | Estudo de caso 2 | Estudo de caso 3 |
|------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| Bi | 6,33E-02 | 6,41E-02 | 5,74E-02 |

Observando que $Bi \ll 1$, constata-se que a parede é isotérmica na direção da sua espessura haja visto que sua temperatura deverá se manter constante ao longo dessa direção. Isso é justificado pelo fato de que a resistência à condução de calor da parede é muito menor que a resistência à convecção. Desse modo, o calor é conduzido pela parede com muito mais facilidade do que sai dela por meio de convecção para o fluido.

É possível determinar ainda se o escoamento é ou não laminar. Para isso, é necessário avaliar o seu número de Grashof. Um valor de $Gr = 10^9$ indica que o escoamento está em transição de regime laminar para turbulento [5]. Observando os números de Gr da Tabela 5.3, Tabela 5.6 e Tabela 5.9, dos estudos de caso 1, 2 e 3, respectivamente, observou-se que todos os Gr obtidos foram ou na ordem, ou maiores que 10^{10} , à exceção dos valores obtidos para a altura H_1 . Entretanto, como dito anteriormente, esse ponto de medição não deve ser levado em conta devido às suas características de escoamento. Concluiu-se então que o regime de escoamento no duto, em todos os casos e para todas as alturas consideradas, é turbulento.

Outro aspecto que deve ser analisado são as vazões de fumaça que entram no duto de exaustão, medidas para os três estudos de caso. Observando que os valores das vazões calculadas se mantiveram praticamente constante em todos, concluiu-se que a presença ou não do duto de tomada de ar exterior dentro da antecâmara quase não fez diferença. Muito da vazão de ar que entrou na antecâmara veio por meio da porta de acesso à escada, que estava completamente aberta com a justificativa de que se desejava investigar a pior condição de entrada de fumaça dentro da caixa de escada. Entretanto, considerando que o intuito do estudo de caso era avaliar a eficiência da presença ou não do duto de tomada de ar exterior, melhores resultados de vazão através desse duto possivelmente seriam obtidos se a porta de acesso à escada estivesse permanecida fechada durante a simulação.

Uma análise de qualidade de malha posterior à simulação foi feita para avaliar a malha 1, utilizando para isso a relação de resolução de turbulência M , apresentada pela Eq. (5.2). Os valores médios de M foram calculados em cada altura, e a média desses valores foram apresentados para cada estudo de caso. Estes resultados são vistos na Tabela 5.16.

Tabela 5.16: Valores de resolução de turbulência

| | Estudo de caso 1 | Estudo de caso 2 | Estudo de caso 3 |
|-----------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| M | 0,51 | 0,48 | 0,46 |

Obtiveram-se valores de M relativamente próximos, algo que era esperado considerando a semelhança geométrica e de malha dos três estudos de caso. Lembrando que o recomendado é que se tenha $M < 0,2$, é possível notar que essa condição não é satisfeita em nenhum caso. Isso indica que a malha do interior do duto deve receber um refinamento melhor.

5.3 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DO DUTO VERTICAL EM ESCALA REDUZIDA

Conforme descrito anteriormente, dimensionou-se um duto para um prédio de 5 pavimentos baseado na norma NBR 9077, apresentado no tópico 4.4. Foi feito também uma simulação numérica do duto em uma escala reduzida. Essa simulação foi baseada em uma bancada experimental realizada em um duto em escala reduzida construído a partir do mesmo duto dimensionado no tópico 4.4. O objetivo do experimento era analisar como se comporta o escoamento dentro do duto quando as suas dimensões são reduzidas, mantendo-se a mesma razão de aspecto geométrica para a seção transversal do duto $\left(\frac{L}{D}\right)$. Aplicou-se uma escala de 1:5. As dimensões do duto experimental foram de 0,1x0,4x2,4 metros. Esse duto foi construído com paredes de gesso acartonado com retardante de chamas. Colocou-se diesel para queimar na parte inferior de um duto, com uma potência de 4,8 kW. Sensores de velocidade e temperatura foram posicionados na em quatro alturas diferentes, equidistantes entre si.

A partir das medições realizadas no experimento, observou-se que a temperatura da parede se mantinha em torno dos 37°C. Além disso, foi possível calcular alguns parâmetros adimensionais, tais como Ra_H , Ra_D , Gr e Re_H . Esses parâmetros são vistos na Tabela 5.17.

Tabela 5.17: Parâmetros adimensionais obtidos em bancada experimental

| Altura bancada (m) | Ra_H | Ra_D | Gr | Re_H |
|---------------------------|--------------------------|--------------------------|------------------------|--------------------------|
| 0,6 | 1,54E+08 | 7,12E+05 | 2,12E+08 | 2,50E+04 |
| 1,2 | 1,47E+09 | 8,51E+05 | 2,03E+09 | 5,23E+04 |
| 1,8 | 4,24E+09 | 7,27E+05 | 5,86E+09 | 7,63E+04 |
| 2,4 | 4,11E+09 | 2,97E+05 | 5,67E+09 | - |

Desse modo, concebeu-se no FDS um cenário com o objetivo de reproduzir da melhor maneira o aparato experimental criado. Para tanto, foram construídas duas paredes paralelas, distante entre si a uma distância D igual a 0,1 metro. As outras duas paredes que fecham o duto são a delimitação do domínio computacional da simulação. Diferentemente do duto criado para a simulação em escala real, este duto não terá os buracos de tomada de ar que dão acesso à antecâmara. Sendo assim, todas as suas paredes serão completamente lisas. Outra diferença para a simulação feita anteriormente é que agora o queimador ira se localizar na base do duto, e não mais em um compartimento localizado em outro local. Sendo assim, a complexidade da geometria do problema como um todo foi significativamente reduzida. A Figura 5.14 ilustra a geometria criada.

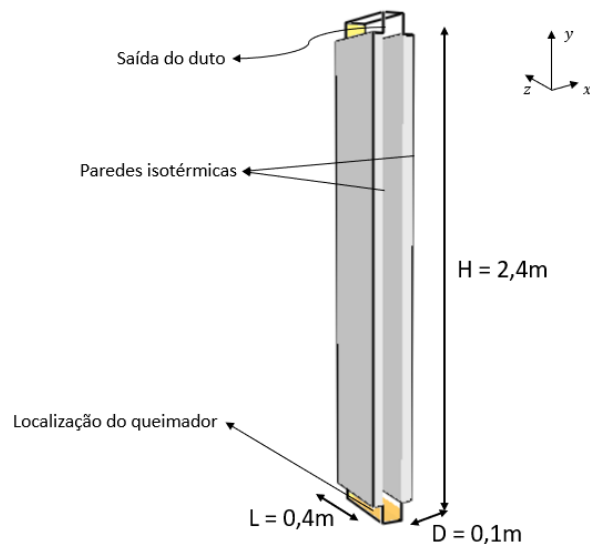


Figura 5.14: Geometria do duto em escala reduzida

Foram utilizadas 5 malhas para construir a geometria do duto. A primeira malha (malha 1) representará a parte interna do duto. Por isso, essa é a principal malha e a que merece o melhor tratamento. Duas malhas idênticas (malhas 2 e 3) foram criadas, com o objetivo de que cada uma represente uma parede. Essas paredes são feitas de gesso acartonado. Criou-se uma malha na parte superior do duto (malha 4) para garantir que a fumaça saia e não atrapalhe a análise do escoamento em seu interior. Essas saídas foram feitas a partir de aberturas na delimitação do domínio computacional. Por fim, a quinta e última malha deve ser localizada na parte inferior do duto. É nessa malha que ficará localizado o queimador. Foram criadas pequenas aberturas nessa malha para que estas sejam os pontos de tomada de ar do queimador. Desse modo, por conservação de massa, na parte superior do duto existirá apenas saída de ar, evitando eventos de recirculação ao longo de sua extensão. A Figura 5.15 ilustra as malhas existentes, assim como suas células. Destaca-se as aberturas do domínio computacional observadas nas malhas 4 e 5. A áreas que não são pintadas de amarelo representam essas aberturas.

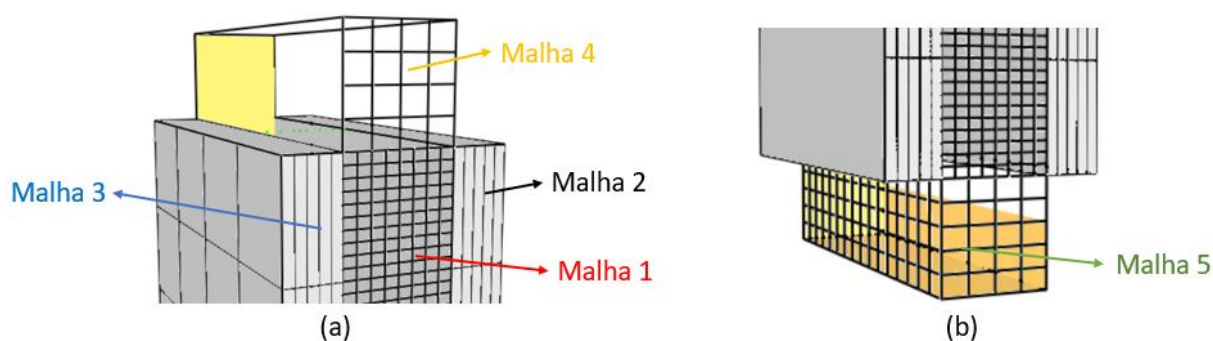


Figura 5.15: Malhas da simulação em escala reduzida

A malha 1, que gera o espaço no interior do duto, é responsável por calcular o escoamento. Essa malha terá 71.577 nós. As células que a compõem têm dimensões de 1,25x1,25x1,00 centímetros. Sendo assim, o comprimento característico dessa célula δx é igual a 1,17 cm. A partir da Eq. (5.1), conclui-

se que a razão $D^*/\delta x$ obtida foi igual a 8, valor que se encontra dentro do intervalo indicado por [13] para a produção de dados favoráveis à um custo computacional moderado.

Um parâmetro relevante a ser caracterizado na simulação é o queimador, que fornece calor ao sistema. Baseando-se na bancada experimental, definiu-se o óleo diesel como o combustível que geraria a queima. Considerando a área da superfície imposta para o queimador, concluiu-se que o valor da taxa de liberação de calor seria de 3 kW , valor de potência próximo ao observado no experimento. O queimador foi configurado para liberar a taxa máxima de calor desde o início da simulação. Sendo assim, atinge-se o regime permanente mais rápido, poupando tempo computacional.

As paredes serão compostas de gesso acartonado com retardante de chamas. Possuem condutividade térmica de $0,21 \text{ W/m} \cdot \text{K}$, calor específico igual a $1 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ e massa específica de 785 kg/m^3 . Novamente, impôs-se a condição de parede isotérmica. Baseando-se nos resultados experimentais obtidos, considerou-se que essas paredes estariam agora a uma temperatura de 37°C . A temperatura do ar externo selecionada foi de 20°C .

Sensores que medem temperatura e velocidade foram colocados em quatro alturas diferentes, equidistantes entre si, referenciadas da seguinte maneira: $H_1 = 0,6 \text{ m}$, $H_2 = 1,2 \text{ m}$, $H_3 = 1,8 \text{ m}$ e $H_4 = 2,4 \text{ m}$. Em cada uma dessas alturas, posicionou-se 4 sensores de temperatura e velocidade equidistantes uns dos outros em uma linha na direção x , no intervalo de $0,025 < D < 0,075$ metros. Mediu-se as componentes de velocidade em todos os eixos. Mediu-se ainda valores relativos à energia cinética de submalha, parâmetro usado para calcular a resolução de turbulência da malha.

Foi simulada uma situação de queima de 5 minutos (300 segundos). Da mesma forma como feito nas simulações anteriores, considera-se que esse tempo será suficiente para que o regime de escoamento atinja seu estado permanente, tendo ainda uma boa folga para que os dados colhidos após essa condição sejam consistentes para produzir bons resultados.

5.3.1 Resultados da simulação no duto de escala reduzida

A partir dos resultados obtidos, construiu-se o gráfico do comportamento da temperatura ao longo do tempo, em todas as alturas de medição, em um ponto central do duto. Com isso, espera-se avaliar se o regime permanente fora de fato atingido. Considerou-se para que isso que os dados seriam registrados após 200 segundos do início da simulação. Como se pode ver na Figura 5.16, em todas as alturas, a temperatura quase não varia no intervalo de tempo considerado, demonstrando que o regime permanente pode ser considerado.

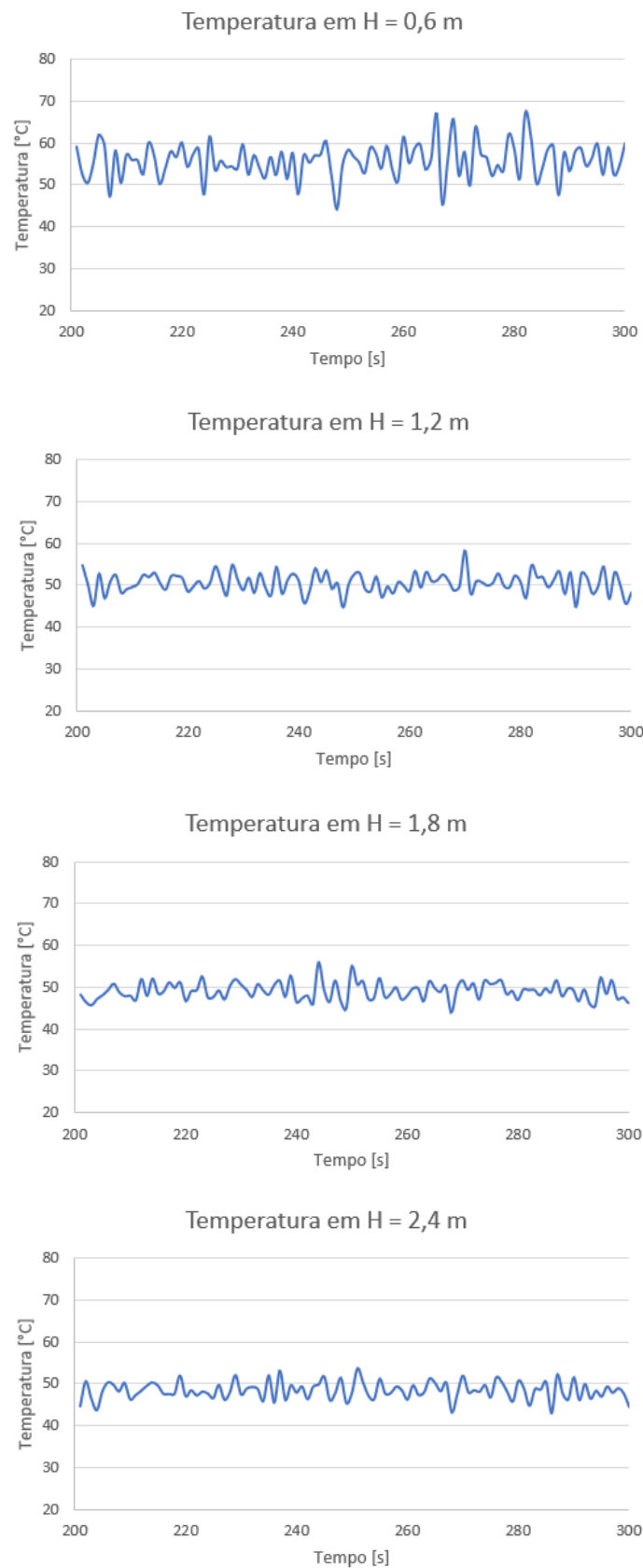


Figura 5.16: Comportamento da temperatura no duto em escala reduzida

Desse modo, os últimos 100 segundos de queima foram o intervalo de tempo considerado para tomar as medidas de temperatura e velocidade irão compor os resultados dessa simulação. A Tabela 5.18

apresenta os valores médios de temperatura \bar{T} , T_∞ e da componente vertical de velocidade \bar{v} capturado pelos sensores nas quatro alturas.

Tabela 5.18: Valores médios das variáveis simuladas no duto em escala reduzida

| H [m] | \bar{T} [°C] | T_∞ [°C] | \bar{v} [m/s] |
|---------|----------------|-----------------|-----------------|
| 0,60 | 49,29 | 55,63 | 1,16 |
| 1,20 | 45,81 | 50,38 | 1,19 |
| 1,80 | 44,80 | 48,95 | 1,21 |
| 2,40 | 44,29 | 48,17 | 1,18 |

Obtiveram-se algumas propriedades do escoamento a partir das temperaturas no centro do duto em cada altura. Adotou-se uma temperatura média no centro do duto \bar{T}_∞ para que essas propriedades fossem determinadas, retiradas através das tabelas em anexo em [4]. A Tabela 5.19 apresenta essas propriedades, nas respectivas alturas.

Tabela 5.19: Propriedade do fluido para duto de escala reduzida

| T_0 [K] | \bar{T}_∞ [K] | β [1/K] | ρ [kg/m ³] | α [m ² /s] | ν [m ² /s] | Pr |
|-----------|----------------------|---------------|-----------------------------|------------------------------|---------------------------|------|
| 293,00 | 323,78 | 3,09E-03 | 1,20 | 2,49E-05 | 1,80E-05 | 0,72 |

Assim, foi possível calcular alguns números adimensionais para cada altura, tais como Ra_H , Ra_D , Gr e Re_H . A Tabela 5.20 apresenta esses resultados.

Tabela 5.20: Números adimensionais da simulação do duto em escala reduzida

| H [m] | Ra_H | Ra_D | Gr | Re_H |
|---------|----------|----------|----------|----------|
| 0,60 | 2,68E+08 | 1,24E+06 | 3,71E+08 | 3,87E+04 |
| 1,20 | 1,56E+09 | 9,05E+05 | 2,16E+09 | 7,93E+04 |
| 1,80 | 4,74E+09 | 8,12E+05 | 6,55E+09 | 1,21E+05 |
| 2,40 | 1,05E+10 | 7,61E+05 | 1,45E+10 | 1,57E+05 |

Comparando os valores obtidos nessa tabela com os valores da Tabela 5.17, referentes aos números adimensionais calculados a partir da bancada experimental, verifica-se que a ordem de grandeza desses números é praticamente a mesma para todas as alturas.

5.3.2 Análise da simulação do duto em escala reduzida e comparação com a bancada experimental

Partindo dos resultados obtidos com a simulação do duto em escala reduzida, desenvolve-se uma análise semelhante à feita na seção 5.2.4. Dessa forma, são apresentados os valores de espessura de camada limite obtidas para este caso, calculados com base na Eq. (3.72). A Tabela 5.21 apresenta esses valores, obtidas para todas as alturas de medição existentes nessa simulação.

Tabela 5.21: Comparação entre camadas limites do duto de escala reduzida

| H [m] | δ [mm] |
|---------|---------------|
| 0,60 | 35,69 |
| 1,20 | 45,92 |
| 1,80 | 52,22 |
| 2,40 | 57,04 |

Como se pode ver, as camadas limites calculadas se comportaram como o esperado, aumentando seu valor à medida que a altura do duto crescia. A condição de escoamento plenamente desenvolvida ocorre antes da altura H_3 , pois nessa altura o valor de δ já superou $D/2$. A Eq. (4.21) oferece uma análise alternativa para se verificar a presença de escoamento plenamente desenvolvido, a partir das características do fluido e das condições geométricas do escoamento. Sendo assim, se a relação $Ra_D^{1/4}(D/H)^{1/4}$ for menor que 2, conclui-se que o escoamento é plenamente desenvolvido. Os resultados dessa relação para a simulação desse caso são vistos na Tabela 5.22.

Tabela 5.22: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido de duto reduzido

| H [m] | $Ra_D^{1/4}(D/H)^{1/4}$ |
|---------|-------------------------|
| 0,60 | 19,66 |
| 1,20 | 16,53 |
| 1,80 | 14,94 |
| 2,40 | 13,90 |

Observando a Tabela 5.22, verifica-se que em nenhuma altura, obtém-se uma relação menor que 2. Sendo assim, de acordo com essa análise, o escoamento não atinge a condição de completamente desenvolvido em nenhum ponto do duto. Esses resultados estão em desacordo com o que se vê na Tabela 5.21, em que se constata que a condição de escoamento plenamente desenvolvida é atingida antes de $H = 1,8\text{ m}$. Isso pode indicar que Eq. (3.72) de camada limite proposta por Campos não modelam com exatidão o problema em questão. Ao extrapolar a relação da Eq. (4.21) para outras alturas, considerando decrementos de temperatura ao longo da mesma, verifica-se que a inequação somente é satisfeita quando se atinge uma altura de duto igual à $22,2\text{ m}$. Em escala real, esse duto teria uma altura de 111 m . A avaliação de escoamento completamente desenvolvido também foi feita a partir dos resultados obtidos com a bancada experimental. A Tabela 5.23 mostra essa análise.

Tabela 5.23: Avaliação de escoamento completamente desenvolvido de bancada

| H [m] | $Ra_D^{1/4}(D/H)^{1/4}$ |
|---------|-------------------------|
| 0,60 | 17,12 |
| 1,20 | 15,05 |
| 1,80 | 13,08 |

Como em nenhuma altura obteve-se um resultado inferior a 2, percebe-se que a condição de escoamento completamente desenvolvido não é atingida por esse escoamento. Essa conclusão está de acordo com as análises feitas para o duto simulado.

Para se avaliar melhor se o modelo proposto por Campos [9] se adequa a este problema, representou-se em um gráfico seu perfil de temperatura, definido pela Eq. (3.73), juntamente com uma regressão quadrática feita a partir dos resultados colhidos na simulação, para cada altura. Conforme feito na análise da seção 3.2.4, representou-se também o perfil de temperatura proposto por Ahmadi et al. [10], visualizado através da Eq. (4.23). A Figura 5.17 apresenta a comparação entre esses três perfis, para todas as alturas consideradas.

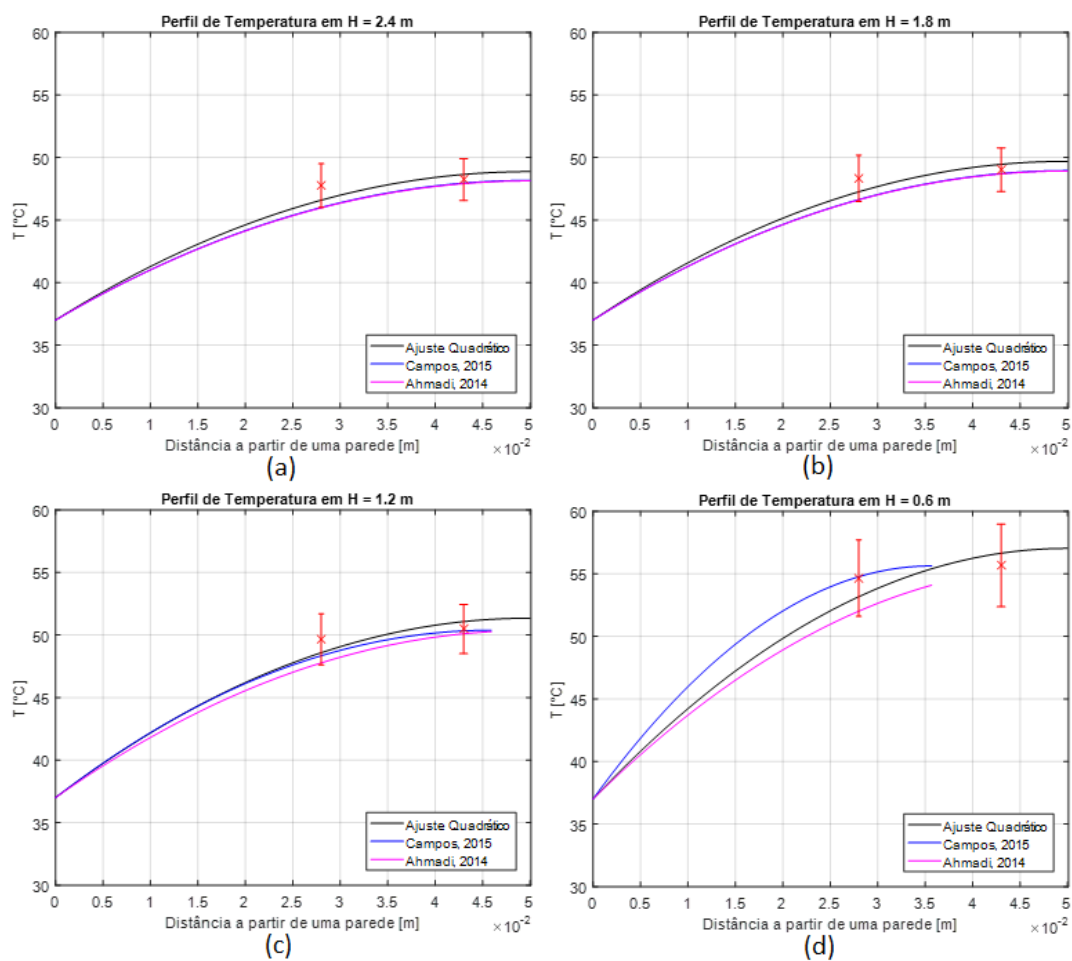


Figura 5.17: Comparação entre os perfis de temperatura em cada altura

Assim como feito anteriormente, representou-se os perfis de Campos e Ahmadi até os valores calculados de δ . O perfil feito a partir do ajuste foi plotado até o valor de $D/2$. Novamente, observa-se que quanto maior o valor de H , mais bem representado pelos perfis analíticos o ajuste feito fica. Mais uma vez, os perfis plotados repetem a tendência de que com o aumento da altura, mais próximo está o escoamento de se tornar completamente desenvolvido. Isso é melhor visualizado por meio do perfil de

Ahmadi, que tem a condição de escoamento desenvolvido como condição necessária na construção de seu perfil. Desse modo, é nítida a aproximação desse perfil com o perfil da regressão feita à medida que H aumenta.

Para avaliar qual mecanismo rege o escoamento, deve-se observar a relação apresentada pela Eq. (5.4), que compara os números de Gr e Re . Se Gr/Re^2 for maior que 10, pode-se considerar que o regime de convecção natural é que rege o escoamento. A Tabela 5.24 apresenta os valores dessa relação para cada altura de medição obtidos a partir da simulação do duto em escala reduzida.

Tabela 5.24: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento do modelo reduzido

| H [m] | $\frac{Gr}{Re^2}$ |
|---------|-------------------|
| 0,60 | 0,25 |
| 1,20 | 0,34 |
| 1,80 | 0,45 |
| 2,40 | 0,59 |

A condição prevista pela Eq. (5.4) não foi atendida para nenhuma altura. Os valores obtidos se aproximam da unidade, o que indica que ambos os mecanismos da convecção natural, quanto da forçada, tem uma influência comparável no regime de escoamento em questão [17]. A Tabela 5.25 apresenta os valores dessa relação obtidos para o caso da bancada experimental.

Tabela 5.25: Avaliação dos mecanismos que regem o escoamento da bancada experimental

| H [m] | $\frac{Gr}{Re^2}$ |
|---------|-------------------|
| 0,60 | 0,34 |
| 1,20 | 0,74 |
| 1,80 | 1,01 |
| 2,40 | - |

Desse modo, conclui-se que na bancada experimental o regime de convecção natural e forçada ocorrem simultaneamente, em um regime de convecção mista. O mesmo foi verificado na simulação realizada para o duto de escala reduzida. É fácil verificar que as conclusões serão as mesmas bastando observar que os valores obtidos na simulação, visto na Tabela 5.24, são bem próximos dos valores apresentados na Tabela 5.25.

Para avaliar se a condição de contorno de parede isotérmica dessa simulação é válida, observou-se o número de Bi desse problema, representado pela Eq. (5.5). Lembrando que a espessura da parede de gesso é de 12,5 milímetros, esse deve ser o comprimento característico usado para a determinação deste parâmetro adimensional. Os coeficientes de transferência de calor por convecção h calculados em cada altura para esse problema são vistos na Tabela 5.26.

Tabela 5.26: Coeficientes de convecção para duto em escala reduzida

| H [m] | h [W/m·K] |
|---------|-------------|
| 0,60 | 1,53 |
| 1,20 | 1,19 |
| 1,80 | 1,05 |
| 2,40 | 0,96 |

Calculando um valor médio de coeficiente de transferência de calor, obteve-se como resultado um $Bi = 0.07 \ll 1$. Desse modo, novamente constata-se que a hipótese de parede isotérmica é válida na direção da sua espessura, pois a parede deverá se manter com uma temperatura constante ao longo dessa direção.

Analisando os números de Gr do escoamento presente neste duto, é possível saber se o regime de escoamento é laminar ou turbulento. Observando a Tabela 5.20, verifica-se que em H_1 , Gr é da ordem de 10^8 , ao passo que no ponto mais alto, em H_4 , é seu valor é da ordem de 10^{10} . Conforme apresentado por [5], um Gr da ordem de 10^9 indica que o escoamento está em transição de laminar para turbulento. Conclui-se então que o escoamento começa laminar, permanece em transição ao longo do duto. Na saída do duto, o escoamento já alcança um regime turbulento. Para avaliar o escoamento no duto da bancada experimental, basta analisar os números de Gr da Tabela 5.17. Este escoamento entra no duto na condição de regime laminar, pois a ordem de grandeza de seu Gr é inferior a 10^9 . A partir desse ponto, o escoamento se encontra em transição para o regime turbulento, pois seu Gr já alcançou a ordem de 10^9 , e segue aumentando à medida que se atinge pontos mais altos do duto.

Dessa forma, constata-se que os resultados das análises de escoamento obtidos da simulação numérica do duto em escala reduzida e do duto utilizado na bancada experimental foram muito próximos. Esse resultado já era esperado, considerando o fato de que o cenário simulado foi praticamente igual ao montado na bancada. Entretanto, quando se trata de experimentos, várias variáveis que não são consideradas nas simulações aparecem, modificando os resultados. Ainda assim, conclui-se que, além da similaridade geométrica, há similaridade dinâmica entre os escoamentos da simulação e da bancada experimental. Essa conclusão valida as simulações feitas nesse trabalho. Vale destacar que os resultados obtidos para o duto em escala real são próximos aos obtidos na simulação do duto em escala reduzida.

Uma análise da qualidade da malha posterior à simulação também foi feita para esse caso, objetivando-se avaliar a malha 1. Conforme feito na análise do duto em escala real, determinou-se o parâmetro de resolução de turbulência M a partir da Eq. (5.2) pelas das suas médias calculadas para cada altura. O valor médio obtido desse parâmetro foi de $M = 0,16 < 0,2$. Isso indica que a recomendação feita por [14] é obedecida, concluindo-se que a malha foi bem dimensionada para o seu propósito.

6. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este último capítulo visa apresentar as conclusões do trabalho, além de indagações que surgiram ao longo de seu desenvolvimento.

6.1 CONCLUSÕES

Em uma situação de incêndio, a fumaça é sem dúvida um dos elementos mais preocupantes. A garantia de que a fumaça vá escoar de maneira eficiente para o ambiente externo em um prédio em chamas é um divisor de águas entre vida ou morte para as pessoas que se encontrem sujeitas a essas condições. A boa compreensão dos mecanismos de convecção que garantem a movimentação da fumaça nessas situações pode trazer soluções inovadoras e eficientes para problemas que o envolvem, tal qual o problema de escoamento de fumaça através de dutos de escadas de emergência. Seguindo esse preceito, este trabalho traz uma fundamentação teórica sólida, introduzindo o tema da convecção de uma forma mais geral, no capítulo 2, e aprofundando para o caso de convecção natural no capítulo 3.

Dando sequência ao trabalho, dimensionou-se um duto para um prédio com dimensões e condições de operações que se adequam ao atual panorama de Brasília. Esse dimensionamento foi feito tomando como base a norma NBR 9077. Um cenário de incêndio em um prédio foi proposto, baseando-se em estudos realizados pelo BRE [15]. A partir disso, com o software FDS, construiu-se três estudos de caso que impunham diferentes condições à antecâmara que dá acesso à escada: No primeiro a antecâmara possuía um duto de exaustão e um duto de tomada de ar exterior; No segundo apenas o duto de exaustão de fumaça foi mantido; Para o último caso, extrapolou-se a altura do duto de exaustão, mantendo o duto de tomada de ar exterior na antecâmara. O intuito desses estudos de caso eram avaliar como os resultados de vazão no duto de exaustão se comportavam com essas mudanças. Porém, os resultados não foram muito conclusivos, considerando que quase os mesmos resultados foram obtidos nestas simulações. Entretanto, foi possível fazer uma série de análises comparativas a respeito do escoamento das três condições consideradas, avaliando seus números adimensionais calculados a partir de medições feitas nas simulações.

Foram retirados da literatura alguns perfis de temperatura analíticos calculados para problemas com condições de escoamento muito parecidas com as vistas nos problemas apresentados. Os perfis de temperatura obtidos por Campos [9] e Ahmadi et al. [10] para a camada limite do escoamento de fumaça ao longo das paredes do duto da escada de emergência ficaram próximos do ajuste quadrático realizado a partir dos dados de temperatura da simulação computacional. A coincidência entre os perfis é tanto melhor quanto maior a espessura da camada limite, aproximando-se do regime de escoamento plenamente desenvolvido

Foi feita também uma comparação entre uma simulação da escala reduzida do duto dimensionado e um experimento que colocou um duto de iguais dimensões submetido praticamente às mesmas condições do duto simulado. Os números adimensionais dos escoamentos obtidos foram levados em conta para que se pudesse fazer uma análise comparativa. Foi verificado que os resultados e análises obtidas foram muito próximas, concluindo-se que, além da similaridade geométrica, existe também uma similaridade dinâmica em ambos os escoamentos.

6.2 ESTUDOS FUTUROS

O problema analítico que descreve o escoamento de fumaça por convecção natural através de dutos ainda não foi completamente estabelecido. Isso é justificado pelo fato de que os problemas de convecção natural que geralmente são apresentados consideram que a parede é a responsável por aquecer o fluido. O fato de se ter um escoamento não perturbado pela camada limite não nulo traz uma série de complicações para a resolução analítica do problema que, atrelado às condições de contorno apresentadas, não dão muitas esperanças para que esta solução seja encontrada. Desse modo, a determinação dos campos de velocidade e temperatura para a camada limite é feita a partir de soluções de problemas parecidos. A investigação se há de fato uma saída analítica para esse problema pode ser tema de outros estudos.

Além disso, verificou-se que as soluções utilizadas para resolver os campos de temperatura resultaram em resultados próximos aos medidos. Entretanto, os campos de velocidade calculados a partir dessas soluções em nada se assemelham com o que de fato ocorre na prática. Isso reitera a necessidade de se achar uma melhor solução para o problema abordado.

Os resultados da simulação em escala reduzida do duto não são satisfatórios se comparados com os resultados em escala real. É nítido que existem algumas diferenças construtivas. As simplificações feitas visavam tornar o modelo matemático do problema menos complexo. Entretanto, distanciaram o modelo reduzido do modelo real. É necessário buscar um meio termo para que ambas as condições sejam satisfeitas.

Quanto às simulações computacionais feitas para diferentes situações na antecâmara, destaca-se a necessidade de se fazerem mais testes mudando as condições de ventilação na em seu interior. Considerou-se que a porta de acesso à escada estava completamente aberta, assim como a porta do acesso ao corredor. Isso pode ter sido a causa da ineficiência do duto de tomada de ar nesse estudo. Talvez, para avaliá-lo melhor, deva-se considerar que a porta de acesso à escada esteja completamente fechada para que se evite que a escada seja a principal fonte de ar puro da antecâmara.

7. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] A. I. Seito, A. Antonio Gill, F. D. Pannoni, R. Ono, S. B. d. Silva, U. D. Carlo e V. P. e. Silva, A Segurança Contra Incêndio no Brasil, São Paulo: Projeto Editora, 2008.
- [2] ABNT, Associação Brasileira de Normas Técnicas - NBR 9077, “Saídas de emergências em edifícios,” Rio de Janeiro, 2001.
- [3] R. R. Faillace, Escadas e Saídas de Emergência, Porto Alegre - RS: SAGRA - Livraria, Editora e Distribuidora Ltda, 1991.
- [4] Y. A. Çengel e A. J. Ghajar, Transferência de Calor e Massa - Uma abordagem prática, 4ª ed., Porto Alegre - RS: Amgh Editora Ltda., 2012.
- [5] A. Bejan, Convection heat transfer, 1ª ed., New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984.
- [6] Y. A. Çengel e J. M. Cimbala, Mecânica dos Fluidos - Fundamentos e aplicações, 3ª ed., Porto Alegre - RS: Amgh Editora Ltda, 2015.
- [7] P. Coelho, Tabelas de Termodinâmica, 4ª ed., Porto, Portugal: Lidel, 2017.
- [8] G. B. Thomas, Cálculo, 12ª ed., vol. 2, São Paulo - SP: Pearson Education do Brasil, 2012.
- [9] A. T. Campos, “Convecção Natural no Controle do Escoamento de Fumaça em Incêndios,” Brasília, 2015.
- [10] M. Ahmadi, “Natural Convection from Vertical Parallel Plates: An Integral Method Solution,” *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 2014.
- [11] K. McGrattan, Fire Dynamics Simulator (Version 4) - Technical Reference Guide, Washington: U.S. Government Printing Office, 2006.
- [12] A. L. T. Rezende, “Análise Numérica da Bolha de Separação do Escoamento Turbulento sobre Placa Plana Fina Inclinada,” Rio de Janeiro, 2009.
- [13] NUREG-1824:2007, “Verification and Validation of Selected Fire Models for Nuclear Power Plant Applications,” 2007.
- [14] NIST - National Institute of Standards and Technology, “Fire Dynamics Simulator User's Guide,” 2018.
- [15] Building Research Establishment - BRE, “Smoke Ventilation of Common Access Areas of Flats and Maisonettes Appendix B,” 2005.
- [16] J. P. Holman, Heat Transfer, 10ª ed., New York: McGraw-Hill, 2010.
- [17] F. P. Incropera, Fundamentos de transferência de calor e de massa, 6ª ed., LTC, 2008.